

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MERMAZ Michel

PREMIÈRE THÈSE

Sur la séparation des mécanismes de réactions à basse énergie
Étude des réactions $^{27}\text{Al} (d,p)$ ^{28}Al , $^{24}\text{Mg} (d,p)$ ^{25}Mg et $^{24}\text{Mg} (d,\alpha)$ ^{22}Na

DEUXIÈME THÈSE

Interactions nucléaires des mésons π avec les noyaux complexes

Soutenues le 28 juin 1966 devant la Commission d'Examen

Mme BENOIST-GUEUTAL *Président*

M. LEHMANN
M. PAPINEAU
M. BLOCH

} *Examineurs*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MERMAZ Michel

PREMIÈRE THÈSE

Sur la séparation des mécanismes de réactions à basse énergie
Étude des réactions $^{27}\text{Al} (d,p)$ ^{28}Al , $^{24}\text{Mg} (d,p)$ ^{25}Mg et $^{24}\text{Mg} (d,\alpha)$ ^{22}Na

DEUXIÈME THÈSE

Interactions nucléaires des mésons π avec les noyaux complexes

Soutenues le 28 juin 1966 devant la Commission d'Examen

Mme BENOIST-GUEUTAL *Président*

M. LEHMANN	}	<i>Examineurs</i>
M. PAPINEAU		
M. BLOCH		

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM. PRENANT	T Anatomie & histologie comparée	M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies	MM. RIGAUDY	T Chimie SPCN
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	Mme CHAIX	T Chimie biologique	COLLONQUES	Chimie CPEM
PREVOST	T Chimie organique	GRASLE PY	T Biologie végétale CPEM	DUBERT	Biochimie
WYART	T Minéralogie & cristallographie	MM. JANNETIER	T Chimie générale I	NOZIERES	Physique générale
TEISSIER	T Zoologie	BRUN	T Mécanique des fluides I	CADOT	Chimie organique
AUGER	T Physique quantique & relativité	Mme DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)	IVANOFF	Océanographie physique
MONNIER	T Physiologie générale	Mme LELONG	T Mathématiques II E.N.S.	FRANÇOIS	Zoologie
PIVETEAU	T Paléontologie	MM. BELLAIR	T Géologie S. P. C. N.	TALBOT	Génie chimique
ROCARD	T Physique E. N. S.	COTTE	T Physique électricité	Mme NOUGAREDE	Botanique
CARTAN	T Mathématiques E. N. S.	DUBOIS J. E.	T Chimie organique physique	MM. BRUHAT	T Mathématiques MPC
LAFFITTE	T Chimie générale	LAMOTTE	T Zoologie E. N. S.	FOURNET	Electricité générale
N...	T Géométrie supérieure	OLMER	T Énergétique générale	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
COULOMB	T Physique du globe	GAUTHIER	T Mécanique appliquée	FURON	T Géologie SPCN
COUSIN	T Biologie animale SPCN	BARCHEWITZ	T Chimie physique	Mme GANS	T Génétique
MM. CHRETIEN	T Chimie minérale	BROSSEL	T Physique atomique	Mme GENEVES	Biologie végétale CPEM
BOCQUET	T Zoologie	BUSER	T Physiologie comparée	RUPE	T Pétrographie
KASTLER	T Physique E. N. S.	CAMUS	T Physiologie végétale	HOLLANDE	T Biologie générale
EFHUSI	T Génétique	CUREN	T Minéralogie & cristallographie	LIONS	T Analyse numérique
GAUTHIERET	T Biologie végétale CPEM	POSSOMES	T Zoologie	MAITTE	T Chimie organique
LUCAS R.	T Recherches physiques	PULLMANN	T Chimie quantique	NICOLAS	Géologie appliquée
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité	SILBER	Biologie générale
MORAND	T Physique enseignement	VILLE	T Économie	UEBERSFELD	T Électronique
SOLEILLET	T Chimie CPEM	WILLEMART	T Chimie CPEM	HERVE	T Théories physiques
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	PREYMANN	T Recherches physiques	Mme PECKER-WIMEL	T Mathématiques
DRACH	T Zoologie	ROLLET	T Chimie minérale	MM. BALKANSKI	T Astrophysique
QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère	Mme JOSIEN	T Chimie SPCN	LE CORRE	T Electricité
GALLIEN	T Embryologie	MM. CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
EICHORN	T Botanique	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides	ECHALIER	Biologie animale CPEM
DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN	LUCAS G.	T Géologie	BARRAUD	T Physique CPEM
Mlle CAUCHOIS	T Chimie physique	ALLARD	T Chimie physique	DARS	Géologie structurale & appliquée
THELLIER	T Physique du globe	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
PONCIN	T Mécanique générale	BRIGARD	T Météorologie	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres	Mme ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie	SIGWALT	T Chimie SPCN
QUELET	T Chimie organique	Mme JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes	BLAQUIERE	Electronique
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	Mme MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements	BARUCH	Physique propédeutique
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire	Mlle QUINTIN	T Electrochimie	ARNOUS	T Physique théorique
CUVILLIER	T Microbiologie	MM. MONOD	T Chimie du métabolisme	SLONIMSKI	Génétique
JUNG	T Géologie	DE POSSEL	T Analyse numérique	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique	CHARLOT	T Chimie analytique	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
WIEMANN	T Chimie organique & structurale	CHATELET	T Chimie CPEM	BROUSSE	Mécanique théorique
VASSY	T Physique de l'atmosphère	MATTLER	T Physique SPCN	ROSCH	T Astronomie
DESTOUCHES	T Théorie physique	BOUSSIERES	T Radiochimie	GUY	T Physique expérimentale
AMIEL	T Chimie générale	Mme COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique	LAZARD	Mathématiques MPC
HOCART	T Minéralogie & cristallographie	MM. FRANC	T Biologie animale CPEM	MOREL P.	Physique MPC
J. P. MATHIEU	T Physique optique	SCINELL	T Biologie animale CPEM	ARSAC	Programmation
COUTEAUX	T Cytologie	STOLKOWSKI	T Botanique tropicale	LEFEBVRE	Chimie MPC
CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie	ACHER	T Physiologie générale	BOK	Physique propédeutique
FELDMANN	T Biologie végétale marine	BAUDON	T Chimie biologie	CHAPEVILLE	Biochimie
JOST	T Physiologie comparée	BEAUMONT	T Biologie animale CPEM	BENOIT	Physique CPEM
FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques	BLAMONT	T Biologie animale SPCN	RIO	Chimie CPEM
SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral	BOUREAU	T Mécanique ionosphère	JAUZEIN	Géologie ENS
CHOUARD	T Physiologie végétale	CURIE D.	T Botanique	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)	DURAND DELGA	T Physique MGP	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
BRELOT	T Analyse supérieure	HELLER	T Géologie	Mme CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
NORMANT	T Synthèse organique	TORRAT	T Physiologie végétale	Mlle FICINI	Chimie CPEM
BENARD	T Chimie appliquée	CALLEUX	T Calcul des probabilités	MM. LEQUEUX	Astronomie
DUGUE	T Statistique mathématique	MAGNAN	T Géologie SPCN	COHEN TANNODJI	Physique atomique
SOULAIRAC	T Psychophysique	DAUDEL	T Physique électricité	TAVERNIER	Physique CPEM
ULRICH	T Physiologie végétale appliquée	Mlle MICROCROY	T Mécanique ondulatoire	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
KIRRMANN	T Théories chimiques	Mme CHOQUET BRUHAT	T Biologie végétale SPCN	PASCAUD	Physiologie
CHADEFAUD	T Botanique	Mlle VEIL	T Mécanique analytique & mécanique céleste	MM. PETIT	Biologie végétale CPEM
Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutrition	MM. WIEFF	T Physiologie générale	MM. CAGNAC	Physique agrégation
MM. LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie	SIESTRUCK	T Microbiologie	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées	CABANNES	T Mécanique physique & expérim.	KRASNER	T Mathématiques
ERHESMANN	T Topologie algébrique	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique	BENZECRI	T Statistiques
FRANÇON	T Physique SPCN	COMOLET	T Mécanique des fluides	VIN MAU	Physique M. G. P.
GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique	DELOUE	T Physique de l'exosphère	DUQUESNES	Physique CPEM
DODEMENT	T Mathématiques MGP	HOULLON	T Biologie animale CPEM	SCHUTZENBERGER	Programmation
PISOT	T Technique mathématique de la physique	OLIVIER	T Anthropologie	TERMILLON	Chimie MPC
ROCH	T Géologie	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)	FAYARD	Chimie MPC
SCHATZMANN	T Astronomie	THURY	T Mécanique céleste	CHUVET	Chimie CPEM
TERMIER	T Géologie générale	ABELES	T Physique SPCN	AUTHIER	Physique MPC
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	AMAT	T Thermodynamique	PICINBONO	T Physique CPEM
LENNUIER	T Physique M. G. P.	AUBOIN	T Géologie	BONNEFILLE	Electrotechnique
ROUTHIER	T Géologie appliquée	Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité	Mme PUISEUX DAO	Biologie végétale
Mme TONNELAT	T Physique théorique	M. BOUGIS	T Biologie végétale marine		
MM. DDMIR	T Mathématiques M. P. C.		Villefranche s/Mer		
SOUCRAY	T Chimie générale				
AGRAIN	T Electrotechnique				
BRUSSET	T Chimie systématique				

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM. MANGENOT G.	T Biologie végétale	MM. BERGERARD J.	T Zoologie	Mme MARTY N.	Physique propédeutique
JACQUINOT P.	T Optique	ROGER J.	T Paléontologie	MM. GOURDIN M.	Physique théorique
GUINIER A.	T Electricité & physique des solides	LEFORT M.	T Chimie nucléaire	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
GRIVET P.	T Electronique	LACARROUX A.	T Physique des hautes énergies	GOREN FLOT E.	Biologie végétale SPCN
BLANC		JULLIEN J.	T Chimie structurale organique	RIEU M.	Physique nucléaire
LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire	ARNULF A.	T Optique	BROUSSE R.	Géologie S. P. C. N.
L'HERUTIER P.	T Génétique des virus	ROUAULT M.	T Diffraction électronique	LIOTER C.	Physiologie végétale
LEMEGE G.	T Ecologie végétale	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée	CLAUSER H.	Chimie biologique
MOYSE A.	T Physiologie végétale	MAZET R.	T Mécanique générale	JANCOWIC B.	Physique atomique
DODE M.	T Chimie thermodynamique	DAVID Serge	T Chimie agrégation	LURCAT J.	Physique propédeutique
DENY J.	T Mathématiques	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles	LE BERRE J.	Entomologie
RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre	LAVOREL J.	Biophysique
MICHEL A.	T Chimie minérale	KOURGANOFF	T Astronomie	PERIO P.	Physique propédeutique
MAY R.	T Anatomie comparée	ANNOUT P.	T Physique électronique	FETIZON M.	Stéréochimie
DELANGE H.	T Mathématiques	KAHANE J. P.	T Mathématiques	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
CHAPPELLE J.	T Physique expérimentale	BROCHARD J.	T Physique propédeutique	MAZIERES C.	Chimie SPCN
LACOMBE P.	T Métallurgie	MM. ROIZEN	T Physique C. P. E. M.	VILKAS M.	Chimie C. P. E. M.
BENOIT P.	T Physiologie générale	MM. BERTIN F.	T Electronique	BLANDIN A.	Physique des solides
GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN	MALGRANGE B.	T Mathématiques	BRUN G.	Génétique
NERON A.	T Mécaniques	CORABOEUF E.	T Physique des solides	MERCOURIOFF	Physique agrégation
NOZERAN R.	T Botanique approfondie	FRIEDEL J.	T Physique des solides	ANDRE J.	Microscopie électronique
CASTAING R.	T Thermodynamique	CHEVAUGON J.	T Cryptogamie	CHEVALIER F.	Physiologie animale
ELLENBERGER F.	T Géologie structurale	MEYER P.	T Physique théorique & atomique	Mlle MARCOU	Biologie cellulaire C. P. E. M.
LEDERER E.	T Chimie biologique	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire	MM. BOURDU R.	Physiologie végétale
RIZET J.	T Génétique	CHABRAL R.	T Physique propédeutique	Mlle BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
POITOU G.	T Mathématiques	DELICROIX J. M.	T Physique des plasmas	Mlle LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
FREON P.	T Chimie organique	CERF J.	T Mathématiques	Mme LAMBERT	Physique C. P. E. M.
TONNELAT	T Biologie physico-chimique	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique	MM. BIZOT J. C.	Physique M. P. C.
BRUNN Jan	T Biologie histologique	SCHAEFFER P.	T Microbiologie	GUIRAUD J. P.	Mécanique
JEAN M.	T Physique nucléaire	DE GENNES P.	T Physique des solides	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

A ma Mère,



TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION GENERALE	11
CHAPITRE I - THEORIES UNIFIEES DES REACTIONS NUCLEAIRES	13
1/ Théories des boîtes noires	13
2/ Théorie à plusieurs corps des réactions nucléaires	14
A - Cas général	14
B - Le cas statistique et le modèle optique	15
C - Les formules de sections efficaces statistiques de HAUSER-FESHBACH....	16
Conclusion	23
CHAPITRE II - CHOIX ET DESCRIPTION DES EXPERIENCES	25
1/ But et choix des expériences	25
A - Evidence expérimentale de réactions essentiellement statistiques	25
B - Tentatives de séparation de l'interaction directe et du mécanisme statis- tique	25
C - Tentatives de mise en évidence de structure intermédiaire en présence du mécanisme statistique	26
2/ Description des expériences réalisées	27
A - Généralités	27
B - Mesures effectuées	28
CHAPITRE III - TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET CALCUL DES GRANDEURS THEO- RIQUES	33
1/ Mécanique, description de la chambre de diffusion	33
A - Les boîtes à lèvres	36
B - La chambre principale	36
C - Chambre de diffusion de contrôle et cylindre de Faraday	36

	Pages
2/ Electronique	37
A - Dispositif électronique utilisé	37
B - Rôle du commutateur électronique	38
3/ Traitement de l'information, dépouillement automatique.....	38
A - Généralités sur la mise en ordre des données et leur chargement.....	40
B - Exploitation de la bande magnétique, programme SPECTRA.....	43
C - Discussion de l'efficacité d'une telle méthode	47
4/ Calcul numérique	47
A - Calcul numérique des formules HAUSER-FESHBACH des sections efficaces différentielles et intégrées ainsi que des fonctions de corrélation correspondantes	47
B - Calcul des sections efficaces de stripping (d, p)	51
C - Petits programmes annexes	51
 CHAPITRE IV - METHODE D'ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES VARIANT RAPIDEMENT AVEC L'ENERGIE	 53
1/ Calcul de la fluctuation relative par rapport à une courbe moyenne définie arithmétiquement.....	53
2/ Calcul de la fluctuation relative par rapport à une courbe moyenne définie par un lissage en polynômes de Legendre obtenu par une méthode des moindres carrés..	54
3/ Comparaison expérimentale des deux méthodes.....	55
 CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS	 59
1/ Les réactions (d, p) sur l'aluminium et le magnésium	59
A - La réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$	59
B - La réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$	67
C - Comparaison des réactions (d, p) sur les noyaux-cibles ^{27}Al et ^{24}Mg et conclusion	85
2/ Recherche d'un mécanisme de réaction non statistique à basse énergie dans la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$	87
A - Généralités	87
B - Allure générale des sections efficaces intégrées entre 2 et 10 MeV	88
C - Mise en évidence des fluctuations statistiques, Largeurs de cohérence en angle et en énergie.....	89
D - Tentative de mise en évidence d'une structure intermédiaire.....	98
E - Valeurs moyennes des sections efficaces et détermination des spins des niveaux excités de ^{22}Na	100

	Pages
F - Interprétation des spins des niveaux de ^{22}Na	103
G - Interprétation des résonances larges observées.....	104
H - Conclusion.....	105
CONCLUSION	107
REFERENCES	108



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533912_0007

Je voudrais d'abord remercier Madame P. GUGENBERGER ainsi que ses collaboratrices et notamment Mademoiselle D. ROSSI, pour la présentation matérielle de ce mémoire.

Je tiens à exprimer ma grande reconnaissance à Monsieur COTTON, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, qui m'a accueilli dans son laboratoire, je tiens à le remercier pour tous les échanges d'idées que nous avons eus au sujet de ce travail.

Mes plus vifs remerciements vont à Madame L. PAPINEAU qui a dirigé ce travail, pour les conseils et les encouragements qu'elle m'a prodigués.

Ce travail a été effectué en collaboration avec Monsieur G. BASSANI, Madame S. BERTINI, (*) Messieurs Y. CASSAGNOU et G. CORLEO (*), Mesdames C. LEVI et L. PAPINEAU, et Monsieur G. PAPPALARDO (*), que je tiens à remercier très chaleureusement.

Je veux remercier aussi Monsieur DELAUNAY et son équipe pour la très bonne marche de l'accélérateur Tandem Van de Graaff.

Je tiens à remercier Monsieur GOBERT et toute son équipe et plus spécialement Monsieur BERGER pour la réalisation de tout notre ensemble mécanique télécommandé. Je remercie aussi Monsieur JUSZAK pour toute l'aide qu'il a apportée au montage des expériences et particulièrement au problème du vide.

Mes plus vifs remerciements vont à Monsieur PAGES et toute son équipe pour la bonne qualité de l'électronique qu'ils nous ont fournie en particulier les commutateurs électroniques et les amplificateurs 5 Mc. ainsi qu'à Monsieur QUIDORT pour la réalisation des préamplificateurs pour jonctions.

Je dois aussi remercier Mademoiselle DOURY pour l'excellente fabrication de nos cibles de magnésium et d'aluminium.

Je remercie particulièrement Mademoiselle D. JAN pour m'avoir aidé au dépouillement des données numériques.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Madame J. DELAUNAY pour tous les calculs de sections efficaces de stripping qu'elle a bien voulu effectuer pour nous avec le programme T. SALLY et les nombreuses discussions que nous avons eues avec elle.

Que Monsieur RIPKA trouve ici l'expression de mes remerciements pour tous les calculs théoriques de spectroscopie sur le ^{22}Na qu'il a bien voulu entreprendre.

Je tiens à exprimer tous mes profonds remerciements à Monsieur MENGIN du Service de Calcul Electronique pour toutes les facilités qu'il m'a procurées pour l'utilisation de l'ordinateur I.B.M. 7 094.

Je voudrais encore remercier tout spécialement Madame LEVI pour l'aide qu'elle m'a apportée pendant la rédaction de ce mémoire.

Je veux aussi remercier ma mère pour la première frappe complète de ce mémoire.

(*) Université de Catane (Italie)

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le développement récent des théories des réactions nucléaires nous a conduit à essayer de voir expérimentalement s'il était possible :

1/ de séparer les mécanismes d'interaction directe, variant lentement avec l'énergie, des mécanismes statistiques ;

2/ de faire abstraction, dans une réaction donnée, de la partie purement statistique une fois identifiée, pour étudier le mécanisme sous-jacent : recherche de structure intermédiaire "door way state" par exemple.

Nous verrons d'abord, dans le premier chapitre, comment les théories unifiées des réactions nucléaires conduisent à une possibilité de séparation des sections efficaces en deux parties, correspondant à des mécanismes différents, puis comment, dans certains cas, l'analyse des fluctuations de section efficace permet d'identifier ces mécanismes de réaction.

Dans le deuxième chapitre, nous exposerons rapidement les mesures effectuées. Cette étude fait suite à celle que nous avons faite de la réaction $^{27}\text{Al}(\text{d}, \alpha)^{25}\text{Mg}$, réaction qui s'est révélée purement statistique et nous a permis de tester toutes les prévisions de la théorie des fluctuations statistiques de section efficace. Nous avons voulu, avec les expériences $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \text{p})^{25}\text{Mg}$ et $^{27}\text{Al}(\text{d}, \text{p})^{28}\text{Al}$, étudier le cas où un phénomène statistique, calculable, se superpose à un phénomène direct, également calculable : le stripping. Avec la réaction $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \alpha)^{22}\text{Na}$ nous avons voulu étudier le cas plus complexe d'un phénomène statistique se superposant à un phénomène "direct" compliqué.

En effet, le noyau composé $^{26}_{13}\text{Al}_{13}$, formé dans la réaction $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \alpha)^{22}\text{Na}$, peut présenter un phénomène de structure intermédiaire car on peut le considérer soit comme un coeur ^{24}Mg plus deux nucléons, soit comme un coeur de ^{28}Si avec deux trous. Rappelons que, dans cette région de noyaux déformés, les noyaux ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si sont des noyaux "magiques".

Dans le troisième chapitre, nous étudierons les techniques utilisées en insistant particulièrement sur la télécommande de notre dispositif expérimental. Nous exposerons la méthode de dépouillement automatique que nous avons mise au point et nous parlerons brièvement des programmes utilisés pour les calculs théoriques et le traitement des données expérimentales.

Dans le quatrième chapitre nous exposerons les méthodes d'analyse qui permettent d'extraire les fonctions d'excitation de sections efficaces expérimentales moyennes.

Le cinquième chapitre sera consacré à l'exposition détaillée de nos résultats et à leur interprétation.

CHAPITRE I

THÉORIES UNIFIÉES DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES

I - THEORIES DES BOITES NOIRES

C. BLOCH a montré dès 1957 [1], en utilisant un formalisme de boîte noire, que la matrice de collision pouvait s'exprimer en fonction d'un opérateur et qu'en développant cet opérateur, suivant des bases convenablement choisies, on pouvait retrouver aussi bien les formules de Breit-Wigner que celles de Kapur-Peierls. Par contre, dans le cas où de nombreuses résonances contribuent à la réaction, un tel formalisme est d'un emploi incommode. D'autre part, en appliquant une méthode de perturbations et en utilisant la base des fonctions d'onde de Kapur-Peierls dans la région intérieure du noyau, on était naturellement conduit :

- au modèle optique, pour les voies de sortie élastiques, en admettant une hypothèse simplificatrice de phases au hasard,

- aux modèles d'interaction directe, pour les voies inélastiques, avec une formulation menant directement à l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA).

A. LANE et R. THOMAS [2] font remarquer qu'un tel formalisme ne retient que les termes prépondérants. Nous reviendrons plus loin sur ce point. De plus, nous ne devons pas oublier qu'un tel formalisme ne considère qu'un seul nucléon dans les voies de sortie.

En 1958, FESHBACH [3] a formulé sa théorie unifiée des réactions nucléaires qui reprend, en partie, les idées de C. BLOCH. Nous n'utiliserons pas ici le formalisme ultérieur de FESHBACH.

A la même époque, A. LANE et R. THOMAS, en s'appuyant sur l'article de C. BLOCH et en reprenant le formalisme de la matrice R, qui est rigoureux pourvu qu'on prenne des rayons de voie suffisamment grands pour englober toutes les interactions, ont montré que l'on pouvait séparer l'amplitude de réaction en deux parties : une partie variant lentement avec l'énergie, correspondant aux interactions directes, et une partie "fluctuante" variant rapidement avec l'énergie, correspondant au mécanisme de réaction procédant par formation d'un noyau composé.

Dans le cas d'une collision inélastique ils considèrent que le processus direct correspond à une corrélation de longue portée entre les signes des amplitudes partielles réduites $\gamma_{\lambda c}$ (λ est l'indice de l'état du système et c l'indice de la voie de formation du système composé).

L'amplitude de réaction s'écrit alors :

$$S(c \longrightarrow c') = (c | U_{E_c} | H' | c' | U_{E_{c'}}) + \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E - i \frac{\Gamma_{\lambda}}{2}}. \quad (I.1)$$

Le premier terme représente l'amplitude de transition dans la théorie de la D.W.B.A., U_{E_c} et $U_{E_{c'}}$ sont respectivement les fonctions d'onde internes du noyau initial et du noyau final, c et c' sont aussi, respectivement, les fonctions d'onde du nucléon distordues par le puits de potentiel complexe dans les voies d'entrée et de sortie. Dans cette formule :

$$H' = H - H_0$$

H est l'hamiltonien total du système (noyau cible + particule incidente) ; H_0 est la somme de l'hamiltonien de la cible et de l'hamiltonien de la particule incidente. L'hamiltonien de la particule incidente est égal à l'énergie cinétique du nucléon incident, augmentée du potentiel moyen du noyau cible vu par ce nucléon.

Dans le deuxième terme, la somme, sur les états λ , des amplitudes partielles réduites de la réaction porte sur un intervalle d'énergie beaucoup plus grand que Γ_λ , la largeur totale de la réaction, mais aussi beaucoup plus petit que la largeur de résonance de la particule incidente dans le puits de potentiel du noyau. On peut alors considérer que, dans cet intervalle, les γ_λ sont des variables aléatoires.

A. LANE et R. THOMAS pensent que l'on peut étendre un tel formalisme à d'autres processus d'interaction directe, entre autres au cas des réactions de stripping. Le fait qu'une partie de la réaction ait lieu à la surface du noyau introduit une corrélation entre les signes des amplitudes partielles réduites ce qui entraîne une séparation de l'amplitude en deux termes comme dans le cas inélastique présenté plus haut.

La section efficace moyenne de réaction est proportionnelle à la moyenne du carré du module de l'expression (I.1) prise sur un grand nombre de niveaux. Il s'ensuit que le terme d'interférence disparaît et que nous avons affaire à la somme incohérente d'une section efficace directe σ_{di} et d'une section efficace fluctuante σ_{fi} due au mécanisme statistique.

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_{di} + \langle \sigma_{fi} \rangle. \quad (I.2)$$

II - THEORIE A PLUSIEURS CORPS DES REACTIONS NUCLEAIRES

A - Cas général.

Enfin, plus récemment, C. BLOCH et al [4] donnent un nouveau formalisme inspiré de celui utilisé par U. FANO dans les problèmes atomiques : le formalisme à plusieurs corps des réactions nucléaires. Le grand intérêt de celui-ci est qu'il supprime la boîte noire des théories précédentes et la notion de rayon de voie quelque peu arbitraire et surtout qu'il n'introduit pas de discontinuité artificielle entre le formalisme du modèle en couches (y compris ses développements connexes utilisés en spectroscopie nucléaire) et la détermination de la matrice de collision.

L'idée essentielle est de résoudre l'équation de Schrödinger pour les états non liés du continuum dans une base convenablement choisie. De ce point de vue, la théorie des réactions nucléaires n'est que l'extension d'une méthode de diagonalisation dans le sous-espace restreint des configurations utilisées pour résoudre les problèmes de structure nucléaire mais avec, en plus, un spectre continu d'états de particules.

Nous pouvons résumer ainsi le formalisme : pour les états liés, les fonctions d'onde sont des déterminants de Slater habituels ; pour les états du continu, on considère une base de fonctions d'onde orthonormées, par rapport à l'énergie, par une fonction de Dirac $\delta(\epsilon - \epsilon')$ ayant le comportement asymptotique habituel.

$$\varphi(r) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \frac{1}{r} Y_{l,m}(\vec{r}) \sin(kr + \delta) \quad (I.3)$$

En se restreignant aux configurations n'ayant qu'un seul nucléon dans le continuum on peut écrire la fonction d'onde $|\Psi\rangle$, solution générale de l'équation de Schrödinger pour $A + 1$ nucléons, sous la forme suivante :

$$|\Psi\rangle = \sum_{\alpha} a_{\alpha} |\alpha\rangle + \sum_{\beta} \int d\epsilon a_{\beta}(\epsilon) |\epsilon, \beta\rangle \quad (I.4)$$

où $|\alpha\rangle$ désigne le déterminant de Slater, solution de l'hamiltonien H_{A+1} , non perturbé des $A + 1$ nucléons dans des états liés et $|\epsilon, \beta\rangle$ le déterminant qui a un seul nucléon dans un état d'énergie ϵ du continuum.

Nous pouvons écrire l'hamiltonien H du problème sous deux formes différentes :

$$H = H_{A+1} + V \quad (I.5a)$$

pour $A + 1$ nucléons dans les états liés, ou encore :

$$H = H_A + V + V_d \quad (I.5b)$$

pour un nucléon dans le continuum.

V est l'interaction résiduelle des $A + 1$ nucléons et V_d l'interaction du nucléon dans le continuum avec le noyau de masse A . H_A décrit l'hamiltonien de A particules interagissant dans des états liés plus une particule dans le continuum, ses valeurs propres sont par conséquent $E_\lambda + \varepsilon$ où E_λ est l'énergie des états excités du noyau de masse A .

En écrivant :

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$$

et en multipliant l'équation (I.5a) par $\langle\alpha|$ et l'équation (I.5b) par $\langle\beta, \varepsilon|$, il vient deux équations couplées :

$$(H_{A+1} - E)a_\alpha + \sum_{\beta'} \int d\varepsilon' (\alpha|V|\varepsilon'\beta')a_{\beta'}(\varepsilon') = 0 \quad (I.6)$$

$$(H_A - E)a_\beta(\varepsilon) + \sum_{\alpha'} (\varepsilon, \beta|V|\alpha')a_{\alpha'} + \sum_{\beta'} \int d\varepsilon' (\alpha\beta|V_d|\varepsilon'\beta')a_{\beta'}(\varepsilon) = 0$$

Chacun des niveaux d'énergie E_λ du noyau résiduel définit une voie de réaction $|\lambda, \varepsilon\rangle$; la deuxième équation peut encore s'écrire :

$$(\varepsilon + E_\lambda - E)a_\lambda(\varepsilon) + \sum_{\alpha'} (\varepsilon\lambda|V|\alpha')a_{\alpha'} + \sum_{\lambda'} \int d\varepsilon' (\varepsilon, \lambda|V_d|\varepsilon'\lambda')a_{\lambda'}(\varepsilon') = 0 \quad (I.7)$$

Cet ensemble d'équations définit complètement le problème, excepté pour les conditions aux limites qui sont définies par la voie d'entrée. La matrice de collision S dépend alors des états $|\varepsilon, \lambda\rangle$ et des coefficients $a_\lambda(\varepsilon)$.

On voit qu'ainsi toutes les fonctions d'onde ont été correctement antisymétrisées, il s'ensuit que les questions d'échange sont traitées exactement; de plus, la question du rayon de voie de réaction disparaît.

Devant la complexité du problème on est obligé, pour l'instant, de se restreindre aux configurations qui ont un seul nucléon dans le continuum, donc aussi un seul nucléon dans les voies de sortie. On ne peut donc, pour le moment, appliquer un tel formalisme qu'aux noyaux légers ou près des couches fermées.

Nous devons noter le succès d'un tel formalisme pour la description détaillée de la résonance géante de ^{16}O [5].

B - Le cas statistique et le modèle optique

Du point de vue calcul, la méthode précédente est trop ambitieuse dès que les états formés possèdent une énergie trop grande ou encore dès que le noyau est trop lourd, car alors un nombre élevé de configurations très compliquées entre en jeu. Néanmoins, il semble que certains résultats expérimentaux indiquent qu'il existe quelques configurations simples qui joueraient un rôle prédominant. Les autres états concurremment formés, très nombreux et très compliqués, produisent des variations rapides de la section efficace en fonction de l'énergie dont on peut espérer tenir compte par un traitement statistique. L'étude théorique des fluctuations des sections efficaces due à T. ERICSON [6] offre déjà une solution, bien qu'encore assez élémentaire, pour analyser un tel phénomène.

Un exemple de réaction nucléaire où un état simple se manifeste d'une manière prépondérante, alors que l'on devrait s'attendre à une contribution statistique, est l'existence, dans la diffusion élastique, de neutrons de quelques MeV de la résonance de particules par un puits de potentiel qui n'est autre que celui du modèle en couches. Les effets des autres états nucléaires compétitivement présents peuvent être décrits alors en ajoutant une partie imaginaire au puits de potentiel.

On retrouve donc, dans les noyaux lourds, des résultats analogues à ceux déjà rencontrés dans les noyaux légers sous forme d'une "gross-structure".

Nous pouvons encore signaler, dans le même ordre d'idées, l'existence d'états analogues de spin isobarique qui se manifestent aussi bien en diffusion (p, p) qu'en diffusion inélastique (p, p') ou réaction (p, n) .

Dans ce contexte, WEISSKOPF [7] propose alors le mécanisme suivant : une particule peut pénétrer dans le noyau et être simplement réémise après avoir perdu une partie de son énergie en ayant excité un nucléon du noyau cible (configuration : 1 particule, 1 trou) ou encore la particule incidente peut induire une rotation ou une vibration du puits moyen du noyau. Ce mécanisme est la diffusion inélastique directe. Mais on peut encore imaginer cet autre processus : le nucléon incident subit, en excitant un nucléon, une perte d'énergie suffisante pour que, dans la configuration (2p, 1t), les deux particules soient dans des états liés discrets au-dessus de la mer de Fermi du noyau. Nous avons là la première étape de formation d'un noyau composé. Ces deux particules vont pouvoir diffuser dans des états situés au-dessus et au-dessous de la mer de Fermi. On aura soit rapidement désexcitation du noyau composé ainsi formé si l'on passe par une configuration privilégiée interagissant peu avec les autres configurations énergétiquement possibles et beaucoup avec les configurations des voies de sortie, d'où résonance possible dans certaines voies, soit, au contraire, formation de configurations plus compliquées. On retrouve alors, bien que l'on ait affaire à des interactions faibles, le modèle du noyau composé de Niels BOHR qui supposait, lui, des interactions fortes. Mais la grande différence est que, cette fois, le phénomène statistique n'est pas le seul présent. On voit apparaître dans cette théorie un concept nouveau : celui de hiérarchie de configurations qui va des plus simples aux plus compliquées.

Dans une telle théorie à plusieurs corps des réactions nucléaires, où l'on tient compte du couplage entre les diverses configurations, on peut envisager la possibilité d'en isoler certaines pour traiter le problème exactement, quitte à regrouper les autres configurations pour les traiter d'une manière statistique.

Nous voyons que dans la théorie des réactions nucléaires nous pouvons, en utilisant soit le formalisme des boîtes noires, soit le formalisme du problème à plusieurs corps, écrire la section efficace moyenne comme la somme de deux termes : l'un direct ou potentiel, variant peu avec l'énergie, l'autre dû à la contribution du mécanisme statistique. Ce qui rend cette séparation non banale est qu'il n'intervient pas de terme d'interférence dans l'expression de la valeur moyenne sur l'énergie de la section efficace totale.

$$\langle \sigma_{\text{total}} \rangle = \sigma_{\text{direct}} + \langle \sigma_{\text{fluctuant}} \rangle. \quad (\text{I.8})$$

Nous tenons à insister sur le fait que, dans les hypothèses émises plus haut, σ_{direct} représente aussi bien une diffusion élastique potentielle, une diffusion inélastique directe (p, p') ou (n, n'), une réaction de knock-out, une réaction (d, p) de stripping qu'une structure intermédiaire comme par exemple un "door-way state".

C - Les formules de sections efficaces statistiques de HAUSER-FESHBACH

Les formules des sections efficaces moyennes statistiques sont fondées sur la relation de HAUSER-FESHBACH :

$$\langle |S_{\alpha, l, s, \alpha' l' s'}^{J\pi}|^2 \rangle = \frac{T_{\alpha l s}^{J\pi} T_{\alpha' l' s'}^{J\pi}}{\sum T_{\alpha' l' s'}}$$

donnant la valeur moyenne du carré du module de l'élément de matrice S de réaction en fonction des pénétrabilités dans les différentes voies d'entrée et de sortie.

Cette relation est valable uniquement dans le cas où la largeur totale Γ_J des niveaux de spin J donné est supérieure à l'espacement moyen D_J des niveaux de même spin :

$$\left\langle \frac{\Gamma_J}{D_J} \right\rangle \gg 1.$$

On a montré aussi que l'on pouvait utiliser dans cette relation les pénétrabilités du modèle optique. Dans le cas où l'on a affaire à un très grand nombre de niveaux dans les voies de sortie on est obligé de remplacer la sommation discrète du dénominateur par une intégrale faisant intervenir la densité de niveaux des noyaux.

Nous donnerons d'abord la formule de la section efficace différentielle moyenne, puis la formule de la section efficace intégrée dans 4π stéradians sous la forme où nous les utiliserons dans nos calculs numériques. Les formules de HAUSER-FESHBACH sont écrites dans le formalisme du spin de la voie. Nous appelons :

$\vec{I}$ le spin du noyau
 $\vec{i}$ le spin de la particule associée
 $\vec{S}$ le spin de la voie : $\vec{S} = \vec{I} + \vec{i}$

π la parité intrinsèque de la voie. C'est le produit de la parité du noyau soit de son état fondamental, soit de l'un des états excités, par la parité de la particule associée.

$\vec{l}$ le moment angulaire orbital relatif de la voie
 $\vec{J}$ le spin du noyau composé : $\vec{J} = \vec{l} + \vec{S}$.

L'indice 1 correspond à la voie d'entrée, l'indice 2 à la voie de sortie particulière à laquelle on s'intéresse. ν est un indice désignant les différents groupes de voies relatives à une même particule associée. Nous avons en fait six groupes : n, p, d, t, ^3He , ^4He .

1/ Section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma(1 \rightarrow 2)}{d\Omega} = \frac{\chi_1^2}{(2I_1 + 1)(2i_1 + 1)} \sum_{L=0}^{\infty} B_L P_L(\cos \theta) \quad (\text{I.9})$$

avec

$$B_L = \sum_{I_1=0}^{\infty} \frac{I_1+1}{S_1+|I_1-1|} \frac{I_1+S_1}{S_1+|I_1-S_1|} \frac{I_2+1}{S_2+|I_2-1|} \frac{I_2+S_2}{S_2+|I_2-S_2|} \frac{(-)^{S_2-S_1}}{4} \bar{Z}(I_1 J_1 J; S_1 L) \times \bar{Z}(I_2 J_2 J; S_2 L) \frac{T_{I_1}(E_1) T_{I_2}(E_2)}{g(J)}$$

où

$$g(J) = \sum_{\nu=1}^6 \sum_{I_{\nu}=0}^{\infty} \frac{J+I_{\nu}}{S_{\nu}+|J-I_{\nu}|} \frac{S_{\nu}+I_{\nu}}{I_{\nu}+|S_{\nu}-I_{\nu}|} \int_0^{E_{\nu}^{\max}} T_{I_{\nu}}(E_{\nu}) \rho_0(E_{\nu}^*) F(I_{\nu}) dE_{\nu}$$

E_{ν}^* est l'énergie d'excitation du noyau final correspondant à l'indice ν laissé dans cet état d'excitation par la particule associée d'indice ν .

$\rho_0(E_{\nu}^*)$ est la densité des niveaux de spin zéro à l'énergie E_{ν}^* .

$$F(I_{\nu}) = (2I_{\nu} + 1) e^{-\frac{I_{\nu}(I_{\nu}+1)}{2\sigma^2}} \quad (\text{I.10})$$

où σ^2 est le terme "spin cut-off". Nous avons pris la valeur correspondant au moment d'inertie du corps rigide pour une température nucléaire moyenne. Pour le calcul de la densité de niveaux $\rho_0(E_{\nu}^*)$ nous nous sommes reportés à l'article de A.G.W. CAMERON [8]. La dérivation de la formule de densité de niveaux qu'il utilise est celle donnée en détail par NEWTON en 1956 [9] établie à l'aide d'un modèle de gaz de Fermi. Nous avons introduit dans cette formule la véritable constante du moment d'inertie du corps rigide.

Les coefficients $\bar{Z}$ sont ceux de BLATT et BIEDENHARN [10], à une phase près, définie comme suit :

$$\bar{Z}(IJ_1 J'; SL) = [(2I + 1)(2I' + 1)(2J + 1)(2J' + 1)]^{1/2} (11'00 | LO) W(IJ_1 J'; SL) \quad (\text{I.11})$$

où $(11'00 | LO)$ est un coefficient de Clebsch-Gordan et $W(IJ_1 J'; SL)$ un coefficient de Racah tels qu'ils sont définis dans le livre de mécanique quantique de A. MESSIAH. Le coefficient de Clebsch-Gordan intervenant dans le calcul du coefficient $\bar{Z}$ nous oblige à avoir $1 + I' + L$ pair pour que la valeur de $\bar{Z}$ soit différente de zéro. Par conséquent, dans notre cas il vient :

$$\begin{aligned} 2I_1 + L & \text{ pair} \\ 2I_2 + L & \text{ pair} \end{aligned}$$

ce qui entraîne que les seules valeurs de B_L différentes de zéro sont celles correspondant à des valeurs paires de L .

La distribution angulaire est donc symétrique par rapport à 90° .

2/ Section efficace intégrée

Elle est donnée par la formule :

$$\sigma(1 \longrightarrow 2) = 4\pi \lambda^2 B_0$$

et, compte tenu des valeurs particulières des coefficients $\bar{Z}$ pour $L = 0$, il vient :

$$\begin{aligned} \langle 1 \longrightarrow 2 \rangle = & \frac{\pi \kappa_1^2}{(2I_1 + 1)(2i_1 + 1)} \frac{\sum_{s_1=0}^{I_1+i_1} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{s_2=|I_1-s_1|}^{I_1+s_1} \frac{2J+1}{g(J)}}{(I.13)} \\ & \frac{\sum_{s_2=|I_2-i_2|}^{I_2+i_2} \sum_{j=0}^{J+s_2}}{I_2+1} T_{1_1}(E_1) T_{1_2}(E_2) \delta(\pi_1(-)^{1_1} - \pi_2(-)^{1_2}) \end{aligned}$$

3/ Le bruit de fond du noyau

Nous allons montrer maintenant que l'étude des fluctuations de section efficace d'une réaction nucléaire autour des valeurs moyennes précédemment définies peut apporter une aide précieuse à l'identification de réaction procédant à la fois par deux mécanismes distincts : l'un variant lentement avec l'énergie (interaction directe classique ou structure intermédiaire), l'autre étant le mécanisme statistique. La théorie des fluctuations statistiques a été faite par T. ERICSON [6]. Nous l'exposerons ici très succinctement car elle a déjà été exposée en détail [11]. T. ERICSON écrit l'amplitude de réaction pour une diffusion de particules sans spin faisant intervenir uniquement une onde S sous la forme :

$$S_{\alpha\alpha'}(E) = S_{\alpha\alpha'}^{\text{Pot}} + i \sum_i \frac{a_i}{E - E_i} \quad (I.14)$$

avec

$$E = E_i^0 + i \frac{\Gamma_i}{2}$$

où Γ_i est la largeur totale de résonance du i ème niveau,

avec

$$a_i = \gamma_{\alpha i} \gamma_{\alpha' i}$$

où les $\gamma_{\alpha i}$ sont les amplitudes réduites de l'état i formé par la voie α .

Il fait de plus les hypothèses suivantes :

a) la largeur totale moyenne de la réaction Γ est bien supérieure à l'espacement moyen D des niveaux,

$$\left\langle \frac{\Gamma}{D} \right\rangle \gg 1 \quad (I.15)$$

b) on peut appliquer la règle des phases au hasard sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} a_i &= \langle a \rangle + \delta a_i \\ \sum \delta a_i &= 0 \end{aligned} \quad (I.16)$$

qui est moins restrictive que la règle de Teichman-Wigner :

$$\sum_i \gamma_{\alpha i} \gamma_{\alpha' i} = 0.$$

c) seuls les termes non diagonaux contribuent à la section efficace moyenne :

$$\langle \delta a_i \delta a_j^* \rangle = \delta_{ij} \langle |\delta a|^2 \rangle. \quad (I.17)$$

d) l'amplitude de réaction directe $S_{\alpha\alpha'}^{\text{Pot}}$, dans laquelle on inclut la valeur moyenne de l'amplitude de réaction statistique du noyau composé, si elle n'est pas nulle, varie beaucoup plus lentement avec l'énergie que l'amplitude de réaction par formation du noyau composé qui, elle, varie rapidement de niveau en niveau.

Alors, compte tenu de ces hypothèses, T. ERICSON établit les résultats suivants :

$$\langle S_{\alpha\alpha'} \rangle = S_{\alpha\alpha'}^{\text{Pot}} + \langle a \rangle \frac{\pi}{D}.$$

La section efficace moyenne est :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \rangle &= \pi \chi^2 \langle |S_{\alpha\alpha'}|^2 \rangle \\ &= \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{Direct}} + \pi \chi^2 \frac{2\pi}{D} \frac{\langle |\delta a|^2 \rangle}{\Gamma} \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

avec

$$\sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{Direct}} = \pi \chi^2 | \langle S_{\alpha\alpha'}(E) \rangle |^2.$$

Il introduit la fonction de corrélation de la section efficace :

$$F(\varepsilon) = \langle (\sigma(E + \varepsilon) - \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle) (\sigma(E) - \langle \sigma(E) \rangle) \rangle \quad (\text{I.19})$$

et on obtient l'expression suivante :

$$F(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2} \langle \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{fl.}} \rangle (2 \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{direct}} + \langle \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{fluctuant}} \rangle).$$

Cette fonction de corrélation jouit de la propriété suivante : elle est maximale pour $\varepsilon = 0$ et tend vers zéro lorsque ε tend vers l'infini.

On peut également définir la fonction de corrélation normalisée :

$$R_{\alpha\alpha'}(\varepsilon) = \frac{F_{\alpha\alpha'}(\varepsilon)}{\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle^2} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2} (1 - y_D^2) \quad (\text{I.20})$$

où

$$y_D = \frac{\sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{direct}}}{\sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{direct}} + \langle \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{fluctuant}} \rangle}.$$

Nous voyons déjà que, dans le cas d'une réaction à une voie, nous pouvons déterminer le rapport de la section efficace de réaction directe à la section efficace totale de réaction. Si, de plus, nous mesurons en valeur absolue la section efficace totale et si nous pouvons calculer en valeur absolue la section efficace statistique, nous aurons une possibilité de test de cohérence interne de la séparation de la section efficace en deux contributions grâce aux formules (I.8) et (I.20).

Dans le cas de réactions à plusieurs voies et produites par des particules ayant un spin, nous retrouvons, tant pour les sections efficaces moyennes que pour les fonctions de corrélation, des formules du même type que celles données plus haut mais bien plus complexes.

La section efficace moyenne est donnée par :

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E) = \frac{\pi \lambda_\alpha^2}{(2I + 1)(2i + 1)} \left\{ \sum (2J + 1) | \langle S_{\alpha 1s, \alpha' 1's'}^J \rangle |^2 + \sum (2J + 1) e_{\alpha 1s, \alpha' 1's'}^J \right\}. \quad (\text{I.21})$$

Le dernier des termes entre crochets ne représente rien d'autre que la formule de HAUSER-FESHBACH se rapportant au mécanisme statistique. Le premier terme est la section efficace de réaction directe qui peut évidemment se calculer dans un autre formalisme que celui de la matrice S .

Pour un nombre quelconque de voies, la fonction de corrélation s'écrit maintenant :

$$F(\varepsilon) = \left[\frac{\pi \chi^2}{(2i+1)(2I+1)} \right]^2 \sum (2J+1)^2 \frac{\Gamma_J^2}{\Gamma_J^2 + \varepsilon^2} \mathcal{C}_{\alpha s_L \alpha' s' 1'}^J \times \left\{ 2 | \langle S_{\alpha s, \alpha' 1' s'}^J \rangle |^2 + \mathcal{C}_{\alpha s, \alpha' 1' s'}^J \right\} \quad (I.22)$$

qui, dans le cas où Γ_J est indépendant de J , spin du noyau composé, a bien la même structure que la fonction de corrélation pour une voie. Nous voyons, de plus, que la largeur de cohérence est indépendante de la présence et de l'importance de l'interaction directe, ce qui permet d'identifier la présence de fluctuations statistiques. En effet, la largeur de cohérence varie régulièrement d'une part avec le nombre de masse des noyaux, et d'autre part avec l'énergie d'excitation dans un noyau donné et cette variation est maintenant bien connue. On peut définir aussi une distribution angulaire moyenne :

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha, \alpha') \right\rangle = \frac{\chi^2}{(2I+1)(2i+1)} \sum_L \langle B_L(\alpha, \alpha'; E) \rangle P_L(\cos \theta) \quad (I.23)$$

$$\langle B_L(\alpha, \alpha', E) \rangle = \frac{1}{4} \sum (-)^{s'-s} \bar{Z}(1_1 J_1 1_2 J_2; SL) \bar{Z}(1'_1 J_1 1'_2 J_2; SL) \times (\langle S_1^* \rangle \langle S_2 \rangle + \delta_{12} \mathcal{C}_1).$$

Nous voyons encore ici que le deuxième terme $\delta_{12} \mathcal{C}_1$ correspond à la formule de HAUSER-FESHBACH du modèle statistique. Nous avons donc à chaque angle une séparation entre la section efficace de réaction directe et la section efficace de réaction due au mécanisme de formation d'un noyau composé. Nous devons définir aussi une fonction de corrélation de la section efficace différentielle :

$$F_Q(\varepsilon, \alpha, \alpha') = \left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E + \varepsilon) - \left\langle \frac{d\sigma(E + \varepsilon)}{d\Omega} \right\rangle \right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E) - \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle \right) \right\rangle$$

$$= \left[\frac{\chi_\alpha^2}{(2I+1)(2i+1)} \right]^2 \sum_{L_1 L_2} F_{L_1 L_2}(\varepsilon, \alpha, \alpha') P_{L_1}(\cos \theta) P_{L_2}(\cos \theta) \quad (I.24)$$

La fonction de corrélation normalisée correspondante est :

$$R_Q(\varepsilon, \alpha, \alpha') = \frac{F_Q(\varepsilon, \alpha, \alpha')}{\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle^2} \quad (I.25)$$

Les $F_{L_1 L_2}$ sont les coefficients de corrélation entre les B_L de la distribution angulaire

$$F_{L_1 L_2} = \frac{1}{2} \langle B_{L_1}(E + \varepsilon) B_{L_2}(E) + B_{L_1}(E) B_{L_2}(E + \varepsilon) \rangle - \langle B_{L_1} \rangle \langle B_{L_2} \rangle.$$

T. ERICSON calcule l'expression théorique suivante pour les $F_{L_1 L_2}$:

$$F_{L_1 L_2} = \frac{1}{16} \sum (-)^{2(s-s')} \bar{Z}(1_1 J_1 1_2 J_2; SL_1) \bar{Z}(1'_1 J_1 1'_2 J_2; S'L_1) \bar{Z}(1_1 J_1 1_3 J_3; SL_2) \bar{Z}(1'_1 J_1 1'_3 J_3; S'L_2)$$

$$\mathcal{C}_1 \left\{ \frac{\Gamma_{J_1}^2}{\varepsilon^2 + \Gamma_{J_1}^2} - 2 \mathcal{R} \langle S_2^* \rangle \langle S_3 \rangle + \delta_{23} \mathcal{C}_2 \mathcal{R} \frac{\Gamma_{J_1} \Gamma_{J_2}}{(\varepsilon + i\Gamma_{J_1})(\varepsilon - i\Gamma_{J_2})} \right\} \quad (I.26)$$

On peut constater que si les valeurs S_2 et S_3 ainsi que Γ_J sont respectivement indépendantes de la voie et du spin J du noyau composé on peut retrouver pour les coefficients $F_{L_1 L_2}$ une structure similaire à celle de la fonction de corrélation de la section efficace de réaction à une voie. La largeur de cohérence du phénomène est celle du modèle purement statistique.

Suivant STEPHEN et al [12], en faisant des approximations grossières, on peut, même dans le cas de réactions à plusieurs voies, écrire la fonction de corrélation sous la forme :

$$R = R_0 (1 - y_D^2) \quad (I.27)$$

où R_0 est la fluctuation statistique relative donnée par l'expression (I.25) où dans les $F_{L_1 L_2}$ correspondent les termes $\langle S_2 \rangle$ et $\langle S_3 \rangle$ sont strictement nuls et où y_D est défini comme précédemment.

Nous allons maintenant expliciter les formules donnant les coefficients de corrélation purement statistiques puisque ce sont ceux-là que nous avons pu calculer (cf. chapitre III).

$$\begin{aligned}
F_{L_1 L_2}(\varepsilon = 0, \alpha, \alpha') &= \sum_{s_1=|l_1-l_1|}^{l_1+l_1} \sum_{l_1=0}^{\infty} T_{l_1}(E_1) \sum_{j_1=|l_1-s_1|}^{l_1+s_1} \sum_{l_1'=|l_1-l_1|}^{l_1+l_1} T_{l_1'}(E_1) \\
&\quad \sum_{j_1'=|l_1'-s_1|}^{l_1'+s_1} \bar{Z}(l_1 j_1 l_1' j_1' ; S_1 L_1) \bar{Z}(l_1 j_1 l_1' j_1' ; S_1 L_2) \\
&\quad \sum_{s_2=|l_2-l_2|}^{l_2+l_2} \frac{(-)^{2|s_2-s_1|}}{16} \sum_{l_2=|j_1-s_2|}^{j_1+s_2} T_{l_2}(E_2) \delta(\pi_1(-)^{l_1} - \pi_2(-)^{l_2}) \\
&\quad \sum_{l_2'=|j_1-s_2|}^{j_1+s_2} \bar{Z}(l_1 j_1 l_2' j_1' ; S_2 L_1) \bar{Z}(l_2 j_1 l_2' j_1' ; S_2 L_2) T_{l_2'}(E) \delta(\pi_1(-)^{l_1} - \pi_2(-)^{l_2'}) \quad (I.28)
\end{aligned}$$

On voit sur cette formule que les coefficients de corrélation $F_{L_1 L_2}$ entre B_L de parité opposée sont nuls, cela provient du fait que les coefficients $\bar{Z}$ sont le produit d'un coefficient de Racah par un coefficient de Clebsch-Gordan $(l_1 l_1' 0 0 | L_1 0)$, ce qui entraîne $(-)^{l_1+l_1'+L_1}$ pair. Nous avons de même $(-)^{l_1+l_1'+L_2}$ pair. Donc L_1 et L_2 ont nécessairement la même parité.

Toujours dans le cas purement statistique, la fonction de corrélation de la section efficace intégrée se déduit directement de (I.22) en faisant dans cette formule $\langle S \rangle \equiv 0$.

Il vient, en explicitant toutes les sommations :

$$F(\varepsilon) = \frac{\pi \chi_1^2}{(2I_1 + 1)(2i_1 + 1)} \sum_{l_1} \sum_{s_1} \sum_j \sum_{s_2} \sum_{l_2} \left[\frac{2j+1}{g(j)} T_{l_1} T_{l_2} \right]^2 \quad (I.29)$$

On peut définir aussi la fonction de corrélation normalisée :

$$R(\varepsilon) = \frac{F(\varepsilon)}{\langle \sigma \rangle^2} . \quad (I.30)$$

Nous terminerons cette section en signalant que l'on peut définir des fonctions de corrélation croisées (qui dans le cas d'un modèle purement statistique sont nulles) ainsi que des fonctions de corrélation croisées en angle θ qui, pour $\varepsilon = 0$, permettent de déterminer une largeur de cohérence angulaire reliée au paramètre kR de la réaction où k est le nombre d'onde de la particule incidente et R le rayon du noyau cible. La fonction de corrélation angulaire normalisée peut s'écrire d'après (I.24) :

$$R_{Q_1 Q_2}(\varepsilon = 0, \alpha, \alpha') = \frac{\chi^2}{(2I_1 + 1)(2i_1 + 1)} \frac{\sum_{L_1 L_2} F_{L_1 L_2} P_{L_1}(\cos \theta_1) P_{L_2}(\cos \theta_2)}{\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right\rangle \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right\rangle} \quad (I.31)$$

TANNER et al [13], en utilisant un modèle rudimentaire d'émission aléatoire de particules à la surface du noyau ont montré que la fonction de corrélation précédente était de la forme :

$$R_{Q_1 Q_2}(\alpha, \alpha') = \{ j_0(kR | \theta_1 - \theta_2 |) \}^2 .$$

Nous devons aussi mentionner le traitement en distribution de probabilités des sections efficaces $\frac{\sigma}{\langle \sigma \rangle}$ qui fournit un traitement analogue au précédent permettant en principe de déterminer le rapport y_D .

4/ Calcul d'interaction directe

Nous avons vu précédemment que le calcul de la section efficace "directe" pouvait se faire dans certains cas, par exemple pour des collisions inélastiques, voire aussi pour des réactions de stripping (d, p) suivant le formalisme D.W.B.A. Nous donnerons ici un rappel succinct de la méthode de calcul.

Pour une réaction :



où a est la particule incidente de spin i_a ,

A est le noyau cible de spin I_A ,

b est la particule sortante de spin i_b ,

B est le noyau résiduel de spin I_B .

La section efficace différentielle peut s'écrire :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\mu_a \mu_b}{[2\pi\hbar^2]^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{\overline{M_A M_B M_a M_b}}{(2I_A + 1)(2i_a + 1)} |T|^2 \quad (I.32)$$

où T est l'amplitude de transition,

μ_a et μ_b sont les masses réduites des particules a et b ,

k_a et k_b sont les nombres d'onde correspondants,

les quantités M, m , sont les nombres magnétiques correspondant aux spins respectifs des noyaux et des particules.

L'amplitude de transition dans l'approximation de Born est :

$$T = \int d\vec{r}_{aA} \int d\vec{r}_{bB} \Phi^{(-)*}(\vec{r}_{bB}) \langle bB | V | aA \rangle \Phi^+(\vec{r}_{aA}) \quad (I.33)$$

où les Φ sont les fonctions d'onde distordues par le potentiel moyen du noyau c'est-à-dire la somme d'une onde plane et des ondes sphériques diffusées. Les ondes entrantes ou sortantes sont respectivement indicées (+) ou (-). Elles sont données par la résolution de l'équation de Schrödinger du modèle optique :

$$\left[\nabla^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{2K\eta}{r} \right] \Phi(\vec{k}, \vec{r}) = 0 \quad (I.34)$$

où $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ est le paramètre coulombien habituel, μ la masse réduite de la particule diffusée, $U(r)$ le potentiel optique (complexe). Les formes asymptotiques des fonctions d'onde Φ sont :

$$\begin{aligned} \Phi_{r \rightarrow \infty}^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) &\sim e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} \\ \Phi_{r \rightarrow \infty}^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) &\sim e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\pi - \theta, \varphi + \pi) \frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{r} \end{aligned} \quad (I.35)$$

Le terme écrit symboliquement $\langle bB | V | aA \rangle$ est l'élément de matrice d'interaction qui fait passer de l'état de diffusion élastique dans la voie d'entrée (a, A) à l'état de diffusion élastique dans la voie de sortie (b, B). Ce terme contient donc toute l'information nucléaire, c'est lui qui donne le facteur de forme :

$$\langle bB | V | aA \rangle = \int \psi_b^* \psi_B^* V \psi_a \psi_A d\vec{c} \quad (I.36)$$

où les ψ sont les fonctions d'onde intrinsèques.

En écrivant la section efficace sous la forme (I.31) nous avons fait l'hypothèse fondamentale que la réaction s'effectue en une seule étape et qu'il n'y a pas de couplage entre la voie de sortie (b, B) particulière à laquelle on s'intéresse et les autres voies de sortie. On considère, dans ce processus, que la particule ne modifie pas le champ moyen du noyau. Comme nous l'avons déjà vu ces hypothèses ne sont valables que pour des processus variant lentement avec l'énergie.

Le fait d'avoir remplacé les fonctions d'onde de la voie d'entrée et de la voie de sortie par les fonctions d'onde du modèle optique constitue aussi une approximation qui a la valeur de celle du modèle optique ; une approximation plus grossière aurait consisté à prendre des ondes planes (P.W.B.A.).

Le calcul de l'élément de matrice étant très compliqué on est obligé de faire des approximations supplémentaires sur :

- les fonctions d'onde intrinsèques ψ_a , ψ_A et ψ_b , ψ_B

- le potentiel d'interaction qui est en principe dérivé du potentiel d'interaction à deux corps (cette dernière hypothèse définit le mécanisme de réaction).

Enfin, on est aussi obligé de faire l'approximation de portée nulle c'est-à-dire d'admettre que :

$$\vec{r}_{bB} = \left(\frac{m_A}{m_B} \right) \vec{r}_{aA} \quad (I.37)$$

m_A et m_B étant les masses de A et B.

Cela réduit l'intégrale de T à une intégrale triple.

Dans le but de tester la validité de la séparation de la section efficace totale moyenne en section efficace de stripping et section efficace statistique que nous savons calculer, nous avons voulu évaluer la section efficace directe suivant le formalisme exposé plus haut. Etant donné l'aspect un peu élémentaire d'une telle séparation et le fait que, à l'énergie très basse à laquelle nous avons travaillé, entre 2 et 6 MeV, le calcul des sections efficaces de stripping est incertain, nous n'avons fait qu'un calcul D.W.B.A. sans couplage spin-orbite.

Nous savons qu'un tel calcul n'est valable que dans le cas de noyaux non déformés et dans le modèle de particules indépendantes. Dans le cas d'un noyau déformé nous rencontrons une double difficulté :

1/ Il existe des états de rotation fortement couplés entre eux et par conséquent la D.W.B.A. , qui suppose un couplage strictement nul, est une très mauvaise approximation.

2/ Le noyau étant déformé les états intrinsèques du champ moyen (déformé) n'admettent plus j et m comme bons nombres quantiques. Il faudrait, de plus, dans le calcul de l'amplitude de transition T, faire une moyenne sur toutes les orientations possibles du puits moyen par rapport au spin et au moment angulaire relatif de la particule incidente.

Nous ne devons donc pas nous montrer trop exigeants en ce qui concerne la comparaison de la théorie avec les résultats de nos expériences $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ et $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$.

CONCLUSION

Dans une tentative de séparation des sections efficaces expérimentales en deux composantes, l'une "directe", l'autre statistique, il faut déterminer une section efficace moyenne par rapport à laquelle on observera les fluctuations statistiques avec la largeur de cohérence que permet de prévoir le modèle statistique. Au chapitre IV nous donnerons un critère mathématique précis pour définir cette courbe moyenne.

La vérification expérimentale des relations (I.8) et (I.20), relatives respectivement à la séparation des sections efficaces en deux parties et à la diminution de la valeur de la fluctuation relative statistique par la présence d'interaction directe, assure une cohérence interne tant de la théorie que de l'analyse.

En principe le traitement des sections efficaces par la méthode des probabilités de distribution doit donner les mêmes résultats.

CHAPITRE II

CHOIX ET DESCRIPTIONS DES EXPÉRIENCES

I - BUT ET CHOIX DES EXPERIENCES

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction générale nous avons voulu :

- d'une part, séparer, à basse énergie, le mécanisme d'interaction directe de stripping du mécanisme de formation d'un noyau composé (dans le cas statistique) pour les réactions suivantes : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ et $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$,

- d'autre part, par opposition à la réaction purement statistique $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$, rechercher si dans la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ d'autres mécanismes de réaction sont présents.

A - Evidence expérimentale de réactions essentiellement statistiques.

Nous nous sommes placés pour résoudre ces deux problèmes dans une région des noyaux où le comportement statistique des sections efficaces est bien connu.

Ainsi il a déjà été montré [11] que la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$ possédait un caractère essentiellement statistique. Les sections efficaces moyennes ainsi que les distributions angulaires moyennes obéissent parfaitement aux formules de HAUSER-FESHBACH. Les valeurs des fonctions de corrélation relatives des sections efficaces intégrées sont en bon accord avec les valeurs données par la théorie de T. ERICSON. La largeur de cohérence est de 60 keV dans le noyau composé à 23 MeV d'excitation. Le rapport de la largeur de cohérence Γ à l'espacement moyen des niveaux D est $\langle \frac{\Gamma}{D} \rangle = 45$. Cette valeur correspond bien à la condition d'application de la théorie. On retrouve le même bon accord pour les largeurs de cohérence angulaire des fonctions de corrélation croisées en angles des distributions angulaires. Ces largeurs correspondent à un kR voisin de 3, pour une énergie incidente de deutons de 5 MeV (kR = 3 entraîne $r_0 = 1,3$ fermi pour l'aluminium).

COLLI et al [14] avaient étudié la réaction $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ qui procède par le même noyau composé ^{29}Si que la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$. Leurs résultats sont en très bon accord avec les précédents, en particulier ils trouvent une largeur de cohérence $\Gamma = 50$ keV à 20,5 MeV d'excitation dans ^{29}Si . Signalons aussi que G. ANDERSON et al [15] par la même réaction avaient obtenu, à 15 MeV d'excitation, dans ^{29}Si , une largeur de cohérence de 100 keV. Cette variation de la largeur de cohérence avec l'énergie d'excitation dans le noyau composé est en accord avec les prévisions de la théorie de T. ERICSON.

B - Tentatives de séparation de l'interaction directe et du mécanisme statistique.

Au cours de ce travail nous avons eu connaissance de plusieurs tentatives de mise en évidence de séparation de mécanismes de réaction.

CORTI et al [16] ont mis en évidence la possibilité de séparation quantitative sur une seule distribution angulaire de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ mesurée à 2,1 MeV. La présence qualitative des deux mécanismes de réaction avait été auparavant établie par GADIOLI et al [17]. CORTI et al étudient également l'effet de la présence de l'interaction directe sur l'amplitude des fluctuations statistiques à 7° et à 173° . Ils disent trouver vers l'avant une fluctuation relative supérieure à celle prévue par une réaction purement statistique et soulignent une contradiction avec la théorie qui prévoit que la présence d'interaction directe atténue la fluctuation relative (formule I.8). Nous pensons que leur conclusion est erronée parce qu'ils n'ont pas calculé la valeur exacte de R_0 en fonction de l'angle, se contentant d'une estimation de cette valeur en comptant le nombre de voies ouvertes.

Par contre, leur valeur de largeur de cohérence est en accord avec celle prévue par le modèle statistique ; ils trouvent $\Gamma = 100$ keV à 19,6 MeV d'excitation dans ^{29}Si .

Nous avons repris ce travail entre 2 et 6 MeV d'une part pour obtenir des distributions angulaires moyennes car, en présence du mécanisme statistique, les fluctuations peuvent affecter fortement une distribution angulaire individuelle ; d'autre part pour vérifier que les sections efficaces intégrées peuvent aussi être séparées en une partie directe et une partie statistique sur un intervalle d'énergie suffisant pour donner une signification aux fonctions d'excitation expérimentales moyennes.

Nous avons aussi, dans le même but, étudié la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ entre 4,50 et 6,12 MeV pour les protons menant au niveau fondamental et aux quatre premiers niveaux excités de ^{25}Mg .

C'est dans le même ordre d'idées que la réaction $^{26}\text{Mg}(p, p')^{26}\text{Mg}$ avait été étudiée par HAUSER et al [18] autour de 10 MeV d'énergie de protons incidents. Cette réaction procède en partie par interaction directe, en partie par formation d'un noyau composé. HAUSER et al calculent la fonction de corrélation relative expérimentale et déterminent alors le coefficient d'affaiblissement $(1 - y_p^2)$ de la fluctuation statistique R_0 . Puis ils retranchent la section efficace directe à chaque angle de la section efficace moyenne et retrouvent bien la section efficace purement statistique donnée par la formule de HAUSER-FESHBACH. La figure 1 se rapportant au groupe de protons p_2 menant au deuxième niveau excité fournit un bon exemple de l'analyse décrite ci-dessus. De plus, la valeur du rapport y_p obtenue par la méthode des distributions de probabilités est en bon accord avec la valeur trouvée précédemment. Ils retrouvent aussi le bon ordre de grandeur pour la largeur de cohérence en énergie. Il est néanmoins dommage que les résultats n'aient trait qu'à des angles compris entre 90° et 180° .

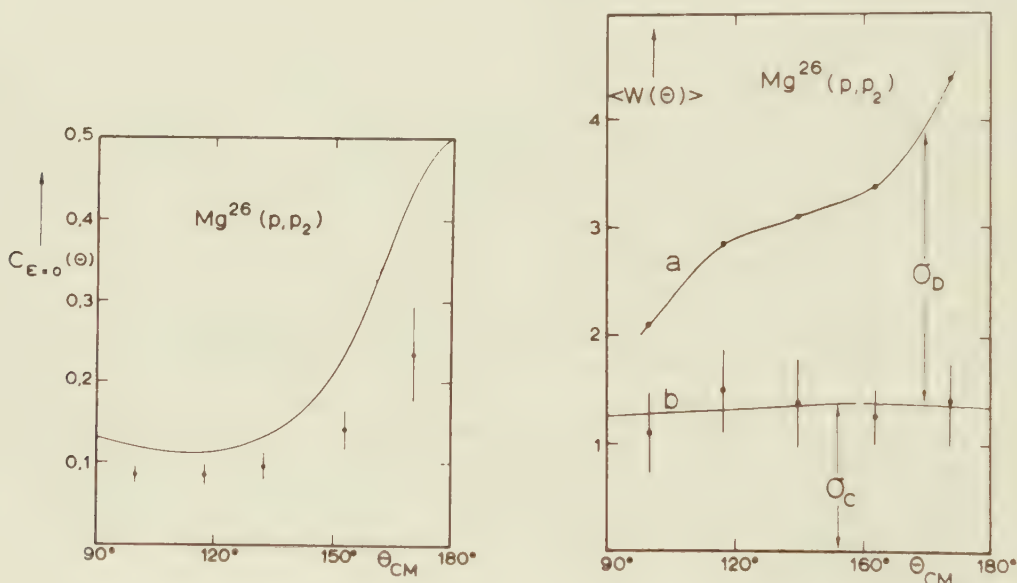


Figure 1 : Distribution angulaire moyenne de la réaction $^{26}\text{Mg}(p, p_2)$ correspondant à l'intervalle d'énergie 8.30 - 10.5 MeV et fonction de corrélation correspondante. La courbe en trait plein de la figure de gauche représente la fonction de corrélation théorique du modèle statistique.

C - Tentatives de mise en évidence de structure intermédiaire en présence du mécanisme statistique.

Du point de vue de la modulation d'une section efficace statistique par un phénomène de structure intermédiaire les travaux effectués sur la réaction $^{24}\text{Mg}(p, \alpha)^{23}\text{Na}$ par B.W. ALLARDYCE et al [19] fournissent des renseignements intéressants. Les fonctions d'excitation de quatre groupes de particules alpha ont été mesurées à neuf angles de 9 MeV à 13,6 MeV avec un pas en énergie de 5 à 11 keV. La largeur de cohérence cette fois-ci est mal définie, elle est de 70 keV, la valeur

du modèle purement statistique, pour la plupart des angles pour les différents groupes, mais peut atteindre pour certains angles jusqu'à 440 keV, notamment pour le groupe α_1 menant au premier niveau excité de ^{23}Na . De plus, la valeur de la fluctuation, même en tenant compte de l'erreur d'échantillonnage fini, s'écarte considérablement de la valeur théorique obtenue à l'aide du modèle statistique. Les auteurs sont obligés d'introduire une modulation de la section efficace d'une largeur moyenne de 600 keV pour expliquer leur désaccord entre la théorie et l'expérience. En calculant la fluctuation autour de la courbe moyenne modulée, ils retrouvent la valeur de la fluctuation théorique du modèle statistique ainsi que la bonne largeur de cohérence à tous les angles.

La critique essentielle que l'on peut faire à ce travail est qu'il n'a pas été utilisé de critère mathématique précis pour définir la courbe moyenne modulée. Cette modulation apparaît donc comme quelque peu arbitraire.

Enfin, nous devons signaler un travail très complet de P.P. SINGH et al [20] sur la structure fine de la résonance géante observée dans les réactions $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$. Ils ont mesuré les sections efficaces (p, γ_0) ainsi que (p, γ_1) et $(p, \gamma_{2,3})$ menant respectivement à l'état fondamental, au premier niveau excité et aux deux niveaux suivants 0^+ et 4^+ (non résolus) de ^{28}Si . Ces sections efficaces, mesurées de 4 MeV à 12 MeV, varient rapidement avec l'énergie. La section efficace moyenne de la réaction (p, γ_0) , moyenne définie dans un intervalle de 600 keV, reproduit assez fidèlement la forme de la résonance géante observée par la réaction photonucléaire $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$ avec une résolution expérimentale de 600 keV. L'analyse faite à l'aide de la théorie des fluctuations de T. ERICSON fait apparaître une structure large de 300 à 600 keV dans les fonctions d'excitation de la résonance géante. Nous ne décrivons pas ici leur méthode d'analyse statistique, elle est semblable à celle que nous exposerons au chapitre IV dans le compte rendu de nos résultats.

Les fluctuations observées par rapport à cette "gross-structure" sont celles du modèle statistique et ont une largeur de cohérence de 60 keV. Le pas en énergie était de 10 ou 15 keV selon la région d'énergie d'excitation et la résolution toujours inférieure à ce pas. La largeur de cohérence précédente est en accord avec celle mesurée par WARSH et al [21] et B.W. ALLARDYCE et al [19] dans la réaction $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{27}\text{Mg}$ à la même énergie d'excitation dans ^{28}Si , qui est de 45 keV. Cette dernière réaction procédait essentiellement par mécanisme purement statistique, comportement d'ailleurs confirmé plus récemment par G.P. LAURENCE et al [22].

Par opposition à la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$, qui avait été étudiée dans un précédent travail, nous nous sommes intéressés à la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ pour laquelle on peut espérer, pour la valeur des sections efficaces, des contributions autres que celles purement statistiques, étant donné la grande différence existant entre les noyaux ^{27}Al et ^{24}Mg .

La réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ nous a paru particulièrement bien choisie car on peut considérer le noyau composé comme étant formé soit de ^{28}Si ayant deux trous, soit de ^{24}Mg plus deux particules, les noyaux déformés ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ayant une structure fermée. On peut espérer que dans ^{26}Al quelques configurations vont jouer un rôle prépondérant à énergie d'excitation élevée.

De plus, l'étude détaillée de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$, comme on est obligé de la faire pour une analyse des fluctuations statistiques, fournit des renseignements sur les spins des niveaux excités du noyau final ^{22}Na . ^{22}Na est, au point de vue spectroscopique, un noyau très intéressant puisqu'il est un noyau impair-impair qui a pour coeur ^{20}Ne .

II - DESCRIPTION DES EXPERIENCES REALISEES

A - Généralités.

Nous ne ferons ici qu'une description de principe de nos expériences puisque nous avons regroupé tout l'exposé des parties techniques au chapitre III.

Nous avons mesuré les fonctions d'excitation des réactions suivantes à plusieurs angles avec un pas étroit en énergie : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$, $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Toutes les expériences ont été réalisées au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay dans le Service de Physique Nucléaire à Basse Energie à l'aide de l'accélérateur Tandem-Van de Graaff de 12 MeV. L'appareillage mécanique et le dispositif électronique utilisés sont conventionnels ; nous nous sommes surtout efforcés de l'automatiser au maximum. Les protons, comme les particules alpha, sont détectés par des jonctions L.T.T., R.C.A. ou encore Radiotechnique, selon la profondeur utile nécessaire.

Le fait que nous nous livrons à des analyses statistiques des sections efficaces nous oblige d'effectuer un très grand nombre de mesures à plusieurs angles et à plusieurs énergies. Ainsi, par exemple, dans l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, qui est la plus courte de nos expériences, nous avons effectué des fonctions d'excitation à 12 angles et pour 28 énergies. Aussi avons-nous eu essentiellement deux problèmes à résoudre :

- dans une première phase nous devons accumuler le maximum de résultats dans un laps de temps toujours très court ;

- dans une deuxième phase nous devons dépouiller cette quantité énorme de résultats bruts avant de pouvoir commencer réellement l'exploitation de l'expérience.

Pour diminuer le temps de mesure nous avons mis dans notre chambre à diffusion, pour cette expérience, quatre détecteurs mobiles, trois mesures suffisaient alors pour les douze angles et il nous a suffi de faire $3 \times 28 = 84$ mesures élémentaires d'environ 15 minutes chacune, plus quelques mesures annexes pour déterminer, par exemple, les angles solides de nos détecteurs. Pour réduire également la perte de temps entre chaque mesure nous avons dû automatiser au maximum notre appareillage. Nous le décrirons en détail au chapitre III dans les sections de mécanique et d'électronique.

Les mesures effectuées, il fallait traiter ces 84 mesures élémentaires c'est-à-dire 84 mesures avec 5 détecteurs dont 4 mobiles et 1 fixe servant de moniteur. Comme nous avons pu étudier cinq groupes de protons menant respectivement au niveau fondamental et aux quatre premiers niveaux excités nous avons dû extraire :

$$84_{\text{Mes.}} \times 5_{\text{Det.}} \times 5_{\text{gr.p.}} = 2100 \text{ valeurs de section efficace.}$$

Pour pouvoir extraire assez rapidement ces valeurs de section efficace nous avons dû mettre au point une méthode de dépouillement automatique que nous décrirons au chapitre III.

Enfin, pour traiter l'ensemble de nos sections efficaces : calculs de valeurs moyennes, de fonction de corrélation, de lissage en polynômes de Legendre des distributions angulaires, nous avons dû écrire plusieurs petits programmes pour l'ordinateur I.B.M. 7 094 de Saclay.

B - Mesures effectuées.

1/ Etude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$

Nous avons mesuré une série de distributions angulaires de 7° à 165° , de 4,5 MeV à 6,12 MeV par pas de 60 keV. Les jonctions utilisées comme détecteurs avaient une limite proton de 8 MeV. Comme l'énergie des protons à détecter était supérieure à cette valeur nous avons dû placer devant les jonctions des écrans d'aluminium de $1/10$ de mm d'épaisseur. Nous avons pu utiliser cette méthode rudimentaire, bien que la dispersion de l'énergie, due au ralentissement des protons dans l'écran, altère la résolution, parce que les niveaux de ^{25}Mg sont bien séparés (quelques centaines de keV pour les quatre premiers niveaux excités). L'épaisseur de l'écran d'aluminium est telle qu'il arrête complètement les deutons diffusés élastiquement par la cible. Néanmoins, la résolution des jonctions devient mauvaise à l'angle 7° , le fond augmentant considérablement. La figure 2 donne une image d'un de nos spectres obtenu par ce procédé.

Pour cette expérience nous avons utilisé des cibles de magnésium naturel déposé par évaporation sur un film mince de formvar de 50 à 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'épaisseur de la cible de magnésium était de 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Pour éviter que du silicium ne vienne se déposer sur la cible, ce qui aurait été très gênant car les groupes de protons de la réaction $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ seraient venus se superposer à ceux de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ et fausser nos mesures, nous avons dû, pour ces expériences, prendre un soin particulier du vide. Nous avons utilisé des pièges à azote liquide sur tous les circuits de vide de la chambre. L'usage des pièges s'est révélé très efficace ; nous n'avons jamais pu déceler sur nos spectres de magnésium la moindre trace de silicium. N'ayant pas pris la même précaution pour l'expérience sur l'aluminium il n'en a pas été de même.

2/ Etude de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$

Cette expérience dans son principe est en tous points similaire à la précédente. La technique de détection est la même. Nous avons mesuré à Saclay les distributions angulaires du doublet de l'état fondamental et du doublet situé à 1 MeV d'excitation, pour des énergies de deutons de 2 à

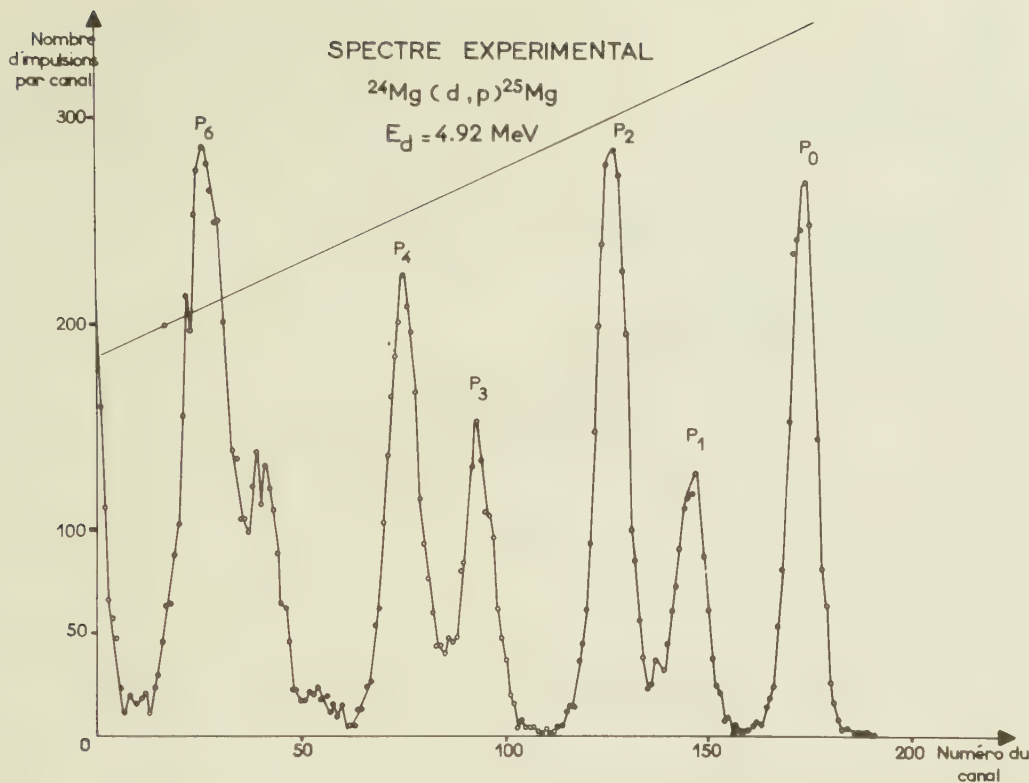


Figure 2 : Spectre expérimental des protons de la réaction: $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, obtenu avec une jonction de limite proton 9 MeV, placée derrière un écran d'aluminium de 1/10e mm d'épaisseur.

3,8 MeV avec un pas de 50 keV (les niveaux des deux doublets distants respectivement de 30 et 50 keV ne sont pas résolus par notre système de détection). Les mesures ont été effectuées à douze angles équi-répartis entre 7° et 170° . Nous avons aussi mesuré des distributions angulaires à 4, 4,5 5 et 6 MeV d'énergie de deutons.

Des fonctions d'excitation correspondantes aux nôtres ont été mesurées par E. GADIOLI et al [17] avec des deutons de 1,5 à 2,60 MeV avec un pas en énergie de 50 keV et pour onze angles équi-répartis entre 30° et 165° . Nous avons donc ainsi une zone de 600 keV pour le recoupement de nos fonctions d'excitation.

Les cibles d'aluminium utilisées à Saclay sont des cibles sans support de $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ soit à 5 MeV une épaisseur de cible de 12 keV.

3/ Etude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$

a) Généralités.

Le magnésium étant très oxydable nous avons été considérablement gênés dans ces expériences par le pic parasite dû à la réaction $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$ laissant ^{14}N dans son état fondamental. En effet, le bilan énergétique Q de la réaction $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$ est de 3,110 MeV alors que celui de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ est de 1,962 MeV. L'oxygène étant plus léger que le magnésium, la comparaison des cinématiques des deux réactions, en fonction de l'angle θ_α des détecteurs par rapport au faisceau incident, et en fonction de l'énergie E_d des deutons incidents, montre que le pic parasite vient se placer, suivant les valeurs de E_d et θ_α , sous nos différents pics de particules alpha de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ (figure 3). Nous aurons donc, par conséquent, un ensemble de mesures incomplètes ce qui nous gênera quelque peu dans l'interprétation des résultats.

La deuxième difficulté rencontrée est qu'étant donné le faible bilan Q exo-énergétique de la réaction ($Q = + 1,962 \text{ MeV}$) nous devons détecter des particules alpha de faible énergie. Comme nous ne pouvons identifier que des particules alpha dont l'énergie est comprise entre la limite deuton et la limite alpha des détecteurs nous avons eu beaucoup de difficultés à nous procurer les jonctions convenables. Nous reviendrons plus en détail sur ce point.

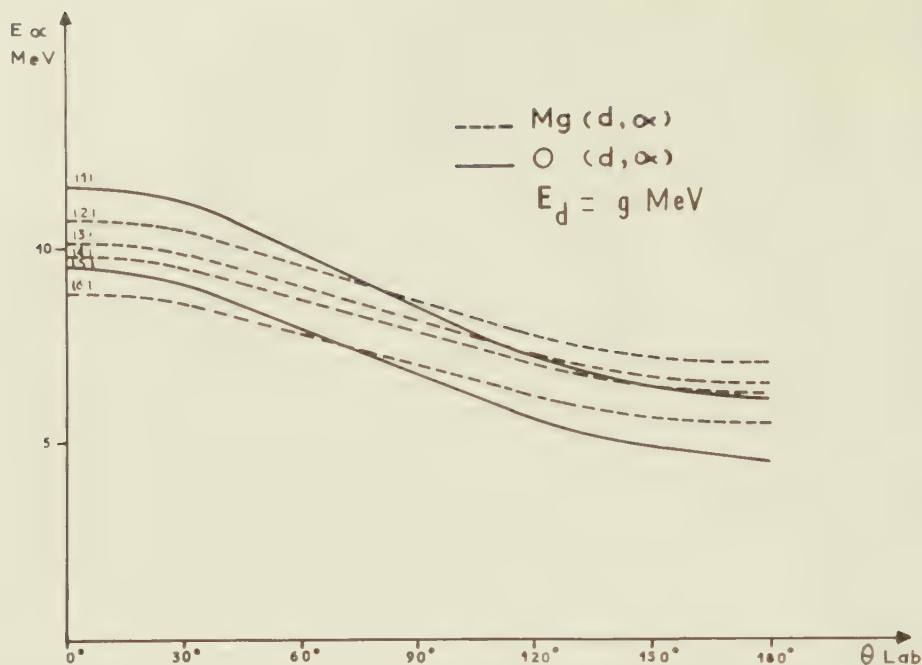


Figure 3 : Cinématiques comparées des réactions $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)$ et $^{16}\text{O}(d, \alpha)$. Les courbes (1) et (5) se rapportent à la réaction $^{16}\text{O}(d, \alpha)$, les autres à la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)$.

b) Mesures réalisées.

Nous avons mesuré les sections efficaces des réactions $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ laissant ^{22}Na dans son état fondamental et dans les quatre premiers niveaux excités : un doublet non résolu à 600 keV et deux niveaux à 890 keV et à 1540 keV.

Nous pouvons diviser les expériences (d, α) sur le magnésium en trois grandes parties :

α) Détermination de l'allure générale des fonctions d'excitation (d, α) entre 2 et 11 MeV.

β) Identification des fluctuations.

γ) Recherches de structures intermédiaires.

α) Nous avons mesuré un ensemble de distributions angulaires entre 35° et 165° de 2 à 11 MeV avec un pas en énergie de 500 keV, pour avoir l'allure générale des fonctions d'excitation des sections efficaces intégrées.

β) Nous avons effectué la mesure d'une série de distributions angulaires de 15° à 165° pour le niveau fondamental et les cinq premiers niveaux excités de ^{22}Na , de 4,5 à 6 MeV, avec un pas en énergie de 30 keV. Ceci a été fait dans le but de bien identifier les fluctuations statistiques c'est-à-dire de déterminer les largeurs de cohérence en énergie et en angles ainsi que la valeur de la fluctuation relative.

γ) Nous avons effectué une série de fonctions d'excitation de 6 à 9 MeV avec un pas en énergie de 60 keV pour la recherche d'une structure intermédiaire. Malheureusement nous ne possédons pas de distribution angulaire complète entre 6 et 7 MeV n'ayant pas alors de jonctions d'une épaisseur correcte. En effet nous ne disposons pour couvrir ce domaine d'énergie que de jonction L.T.T., de limite proton inférieure à 2 MeV donc d'une profondeur de 7,5 MeV environ pour les particules alpha et de jonctions R.C.A., de limite proton 4,5 à 5 MeV correspondant à une profondeur de 17 MeV pour les particules alpha. Les premières étaient trop minces pour détecter de façon satisfaisante des particules alpha émises vers l'avant au-delà de $E_d = 6$ MeV et les dernières trop épaisses pour mesurer l'énergie de particules alpha émises vers l'arrière au-dessous de $E_d = 7$ MeV. Entre 6 et 7 MeV nous n'avons donc pu mesurer que les fonctions d'excitation à 55° , 65° , 75° et 85° avec les jonctions R.C.A.

De 7 à 9 MeV nous possédons de nouveau des distributions angulaires complètes au moins pour certains groupes de particules alpha.

Avec les expériences que nous venons d'énumérer nous sommes en mesure de faire l'analyse des fonctions d'excitation dans tout l'intervalle d'énergie de 4,5 à 9 MeV aux angles de 55° , 65° , 75° et 85° . Nous avons besoin d'un intervalle d'énergie aussi étendu pour mettre en évidence une structure intermédiaire.

CHAPITRE III

TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE ET CALCUL DES GRANDEURS THÉORIQUES

Nous avons voulu rassembler dans ce chapitre toute la partie technique de nos expériences aussi bien ce qui a trait à la mécanique et à l'électronique utilisées, que ce qui concerne les méthodes de traitement de nos données expérimentales brutes ou les calculs numériques du modèle statistique et les calculs d'interaction directe utilisant l'approximation de Born des ondes distordues (D.W.B.A.).

Toutes les techniques exposées ici, en particulier la mécanique, l'électronique et le traitement de l'information, ont été conçues d'une manière suffisamment générale pour qu'elles puissent s'appliquer à beaucoup d'expériences de physique nucléaire de basse énergie.

Dans la première section nous traiterons des questions relatives à l'appareillage mécanique nécessaire aux expériences.

La deuxième section se rapportera à l'électronique utilisée.

Dans la troisième section nous décrirons une méthode de traitement automatique de l'information en physique nucléaire à l'aide d'un ordinateur.

Enfin, dans la quatrième section, on trouvera la description détaillée du programme de calcul de certaines grandeurs physiques à l'aide du modèle statistique du noyau composé, programme que nous avons personnellement mis au point, et un résumé succinct du code T. SALLY de calcul de D.W.B.A.

I - MECANIQUE, DESCRIPTION DE LA CHAMBRE DE DIFFUSION

Le faisceau à la sortie de l'accélérateur Van de Graaff tandem est défléchi à 90° par un aimant à la sortie duquel se trouve la paire de lèvres de la régulation rapide de l'énergie de l'accélérateur. Le faisceau passe ensuite dans un aimant de répartition à sept positions. Nous avons utilisé pour nos expériences le poste : 15° droit. A la sortie de l'aimant de répartition le faisceau est refocalisé par un quadrupôle afin que l'impact du faisceau sur la cible soit très petit.

C'est après ce quadrupôle que nous avons placé notre ensemble mécanique (photographie p. 35 et figure 4) qui se compose de trois parties principales :

- un jeu de deux boîtes à lèvres pour la définition du faisceau,
- la chambre de diffusion principale,
- une petite chambre de contrôle suivie d'un cylindre de Faraday pour la mesure de l'intensité du faisceau.

La principale originalité de notre dispositif est d'être entièrement télécommandé. Ceci est indispensable pour trois raisons :

- notre expérience consistait à faire des mesures courtes très nombreuses à des angles et à des positions de cible différents ; la télécommande permettait de gagner du temps et d'augmenter ainsi le temps réel d'utilisation du faisceau.

- la télécommande nous permettait aussi de ne pas couper le faisceau entre chaque mesure ce qui est nécessaire pour avoir les conditions stables de focalisation nécessaires à l'obtention de bonnes fonctions d'excitation.

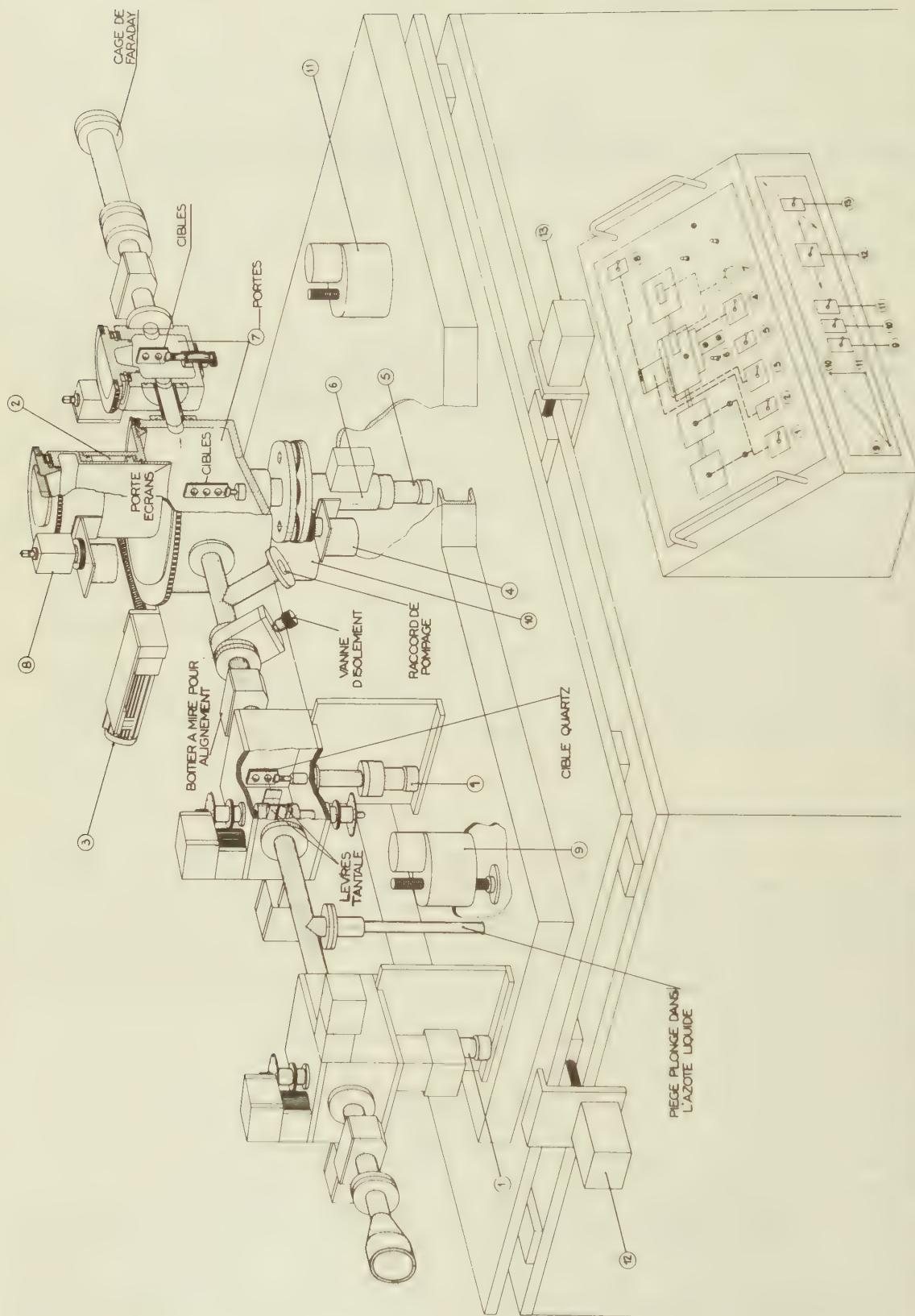
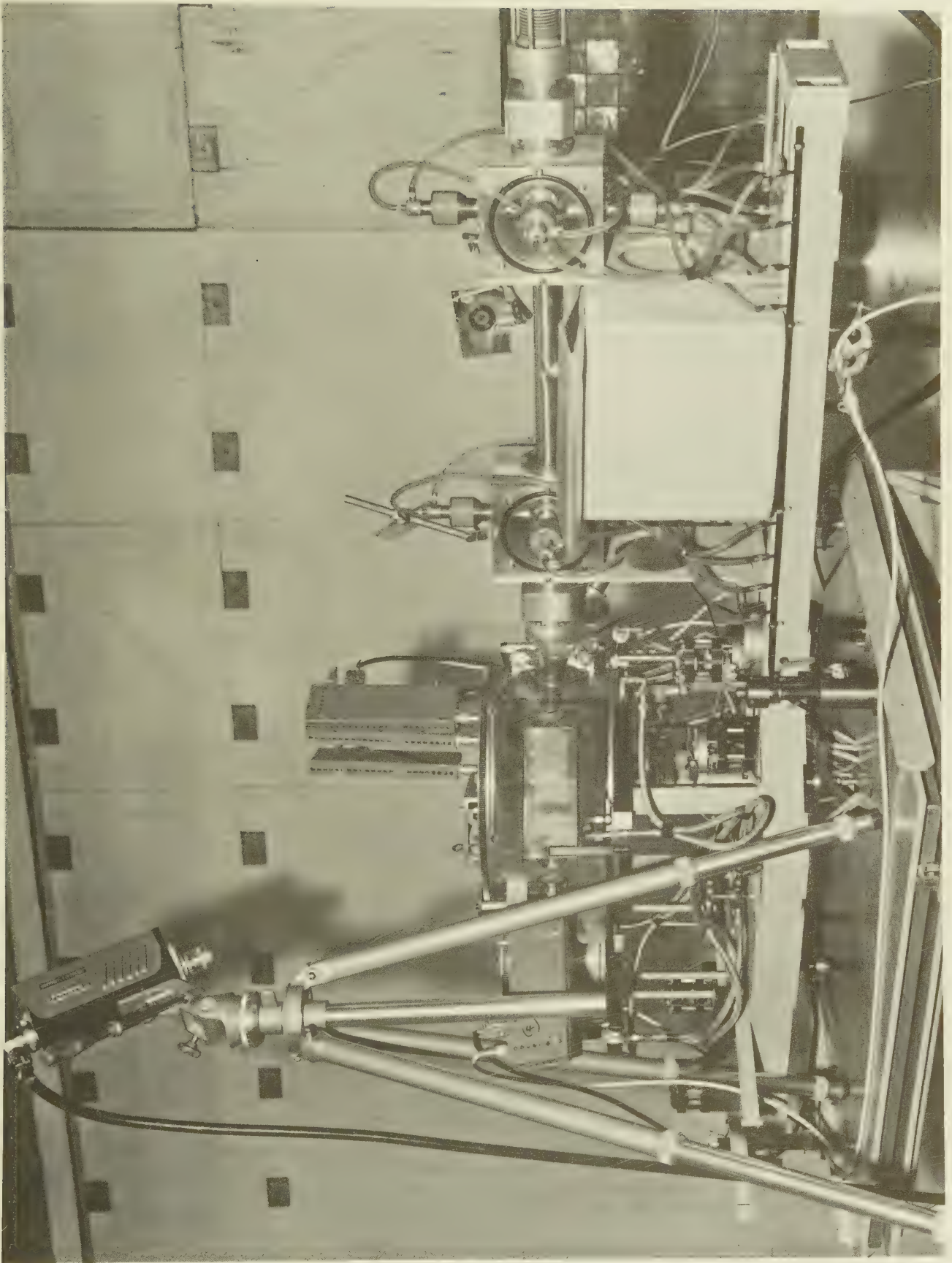


Figure 4 : Vue cavalière de l'ensemble mécanique (chambres de diffusion et brûles à lèvres) et des télécommandes reportées sur le pupitre dessiné en bas à droite. 1/ commande de déplacement du porte quartz. 2/ commande pneumatique du déplacement vertical du porte écran. 3/ moteur électrique entraînant le couvercle. 4/ moteur électrique permettant de faire tourner le porte-cible sur lui-même autour d'un axe vertical. 5/ et 6/ commandes pneumatiques du déplacement vertical du porte-cible (3 positions prè-réglées possibles). 7/ commande pneumatique d'obturation des fenêtres. 8/ moteur électrique permettant de faire tourner le couvercle porte écran. 9/ 10/ et 11/ verins électro-mécaniques permettant un déplacement vertical de tout l'ensemble mécanique. 12/ et 13/ télécommande électro-mécanique du déplacement de tout l'ensemble mécanique dans un plan horizontal.



- pour vérifier la focalisation il était utile de pouvoir amener facilement un quartz à la place de la cible et de pouvoir le regarder.

L'ensemble mécanique est entièrement réalisé en duralumin. Le tableau 1 donne les principales cotes de notre appareillage. Nos télécommandes sont soit des moteurs électriques à double sens de rotation, soit des télécommandes électro-pneumatiques fonctionnant en tout ou rien.

Toute la mécanique, les deux chambres de diffusion et les deux boîtes à lèvres, est montée sur un bâti en acier reposant sur trois vérins électromécaniques permettant des déplacements verticaux. Les vérins sont fixés sur un premier plateau à roulettes assurant des déplacements latéraux perpendiculaires à la direction du faisceau incident. Le premier plateau repose à son tour sur un deuxième plateau à roulettes pouvant se déplacer d'avant en arrière suivant la direction du faisceau.

Le dispositif de déplacement de l'ensemble mécanique facilite grandement son alignement optique avec le faisceau.

Toutes les télécommandes ainsi que celles que nous exposerons plus loin sont reportées sur un pupitre mobile qui peut être utilisé dans la salle des cibles (là où a lieu l'expérience) ou dans la salle de mesure. Dans ce dernier cas, la visualisation du bon fonctionnement de l'appareillage ainsi que des manoeuvres à effectuer est assurée par un jeu de quatre caméras de télévision.

A - Les boîtes à lèvres.

Pour définir le faisceau nous n'avons pas utilisé de diaphragmes mais deux boîtes à lèvres. Chaque boîte comporte quatre lèvres, deux horizontales et deux verticales. Les lèvres de la première définissent le faisceau, celles de la deuxième jouent un rôle d'antidiffusion. Le déplacement des lèvres est télécommandé. Entre les deux boîtes à lèvres se trouve un piège à azote liquide destiné à arrêter toutes les impuretés provenant de l'accélérateur et qui pourraient se déposer sur la cible.

B - La chambre principale.

C'est la plus grande des deux. Elle est cylindrique, le fond et la paroi latérale sont fixes. Dans cette dernière sont ménagés quelques trous permettant de fixer des détecteurs. Dans les parois latérales de la chambre sont pratiquées deux fenêtres en plexiglas qui permettent de regarder dans la chambre, directement ou par l'intermédiaire d'une caméra de télévision, et qui, en s'ouvrant, y donnent accès. Des caches à commandes pneumatiques permettent d'obstruer ces fenêtres en cours d'expérience afin d'obscurcir la chambre et de ne pas détériorer les jonctions.

Le couvercle de la chambre comprend une couronne graduée de degré en degré entraînable par un moteur électrique, un vernier permet de déterminer la position de cette couronne au dixième de degré. Une caméra transmet l'image de cette graduation dans la salle de mesures. Sur cette couronne on pose un plateau sur lequel seront fixés les détecteurs, ce plateau est rendu solidaire de la couronne par une goupille. Ce système nous permet d'avoir un jeu de plateaux correspondant à des positions différentes des détecteurs.

Un dispositif permettant d'interposer des écrans devant les détecteurs avait été prévu mais nous ne l'avons pas utilisé pour le présent travail.

Le porte-cible permet de mettre simultanément trois cibles dans la chambre (ou deux cibles et un quartz). Il est fixé au fond de la chambre en son centre sur un axe vertical mobile de bas en haut. Une commande pneumatique permet d'amener dans le faisceau la cible désirée. Il y a trois positions visualisées chacune par un voyant sur le pupitre de commande. Un moteur électrique fait tourner la cible sur son axe, un index mobile devant une graduation donne la position à un degré près. Une caméra retransmet l'image de cette graduation.

C - Chambre de diffusion de contrôle et cylindre de Faraday.

La première chambre est suivie d'une autre petite chambre où peut être placée une cible de contrôle ou de monitoring de l'expérience en cours dans la chambre principale. A la sortie de cette petite chambre nous avons placé un cylindre de Faraday précédé d'un anneau suppressor (tension négative de 300 volts) pour mesurer l'intensité du faisceau. Le fond de ce cylindre de Faraday est un quartz grillagé (pour augmenter la bonne collection électrostatique des charges) sur lequel on peut observer en permanence l'impact du faisceau à l'aide d'une caméra de télévision, d'où un contrôle constant de la focalisation du faisceau pendant la durée de l'expérience.

En conclusion, nous pensons que les avantages essentiels de notre installation sont les suivants :

- a) l'utilisation de boîtes à lèvres au lieu de diaphragmes rend plus aisée la focalisation.
- b) la facilité plus grande de focaliser le faisceau, due à la possibilité de mettre un quartz à la place exacte où sera la cible et de regarder l'impact du faisceau par l'intermédiaire d'une caméra.
- c) la possibilité de regarder en permanence avec une caméra l'impact du faisceau sur le quartz situé à l'extrémité du cylindre de Faraday permet de contrôler la stabilité de la focalisation.
- d) la facilité de changement du plateau portant les détecteurs mobiles, très utile quand la même chambre sert à des expériences différentes.
- e) la possibilité de réglage à distance de la position du couvercle et des positions verticales et angulaires du porte-cible, les images de graduation étant retransmises par télévision.

Nous utilisons ainsi quatre caméras de télévision. Une commutation permet de regarder leurs images sur un même récepteur.

Tableau 1

Cotes de la chambre	
Diamètre intérieur grande chambre	340 mm
Diamètre utilisable du couvercle	290 mm
Hauteur intérieure grande chambre	185 mm
Diamètre intérieur petite chambre	160 mm
Hauteur intérieure petite chambre	100 mm
Distance de la 1ère boîte à lèvres au centre de la grande chambre	520 mm
Distance entre les deux boîtes à lèvres (de lèvre à lèvre)	455 mm
Longueur du piège à azote liquide	200 mm
Diamètre du cylindre de Faraday	30 mm
Longueur du cylindre de Faraday	150 mm
Distance entre les centres des chambres	325 mm

II - ELECTRONIQUE

A - Dispositif électronique utilisé.

Nous avons utilisé d'une part, des jonctions L.T.T. et R.C.A. ayant respectivement des limites proton de 2 à 3 MeV et de 4 à 5 MeV pour les expériences $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ et d'autre part, des jonctions Radiotechnique de limite proton 9 MeV pour les expériences $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ et $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$.

Les signaux délivrés par ces jonctions sont amplifiés à l'aide de préamplificateurs de charge mis au point par M. QUIDORT du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie de Saclay suivant un prototype présenté par M. CHAMINADE du Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie de ce même Centre (les préamplificateurs sont équipés de nuvistors).

Les préamplificateurs sont placés juste au-dessus de la chambre le plus près possible de celle-ci. Tout le reste de l'électronique est situé dans la salle d'expériences. Le passage des impulsions entre les deux salles se fait par l'intermédiaire d'un "dispatching". Les signaux délivrés par les préamplificateurs sont, après passage dans une boîte marche-arrêt, amplifiés à l'aide d'amplificateurs entièrement transistorisés ayant une bande passante de 5 mégacycles, puis analysés par des convertisseurs analogiques digitaux CA 12 (Inter technique) ayant un temps d'analyse

de 100 à 300 μ s. Les signaux binaires provenant des différents convertisseurs sont alors envoyés dans un commutateur électronique afin de pouvoir être stockés selon leur origine (c'est-à-dire suivant la jonction dont ils proviennent) dans une partie déterminée de la mémoire d'un bloc-mémoire BM 96 (Intertechnique) (mémoire rapide à ferrites de 4096 mots). Le temps de travail du commutateur électronique est : 1,5 μ s, le temps d'accès du bloc BM 96 est : 25 μ s.

Les amplificateurs et le commutateur électronique ont été étudiés et construits par le groupe d'électronique de M. PAGES du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie.

B - Rôle du commutateur électronique.

Cet appareil permet de stocker plusieurs spectres dans un seul bloc-mémoire. Par exemple, si nous disposons de plusieurs spectres de 512 canaux, les signaux binaires parallèles du premier d'entre eux sont placés dans les 512 premiers canaux du BM 96 ; pour que les signaux binaires du deuxième spectre soient placés dans les 512 canaux suivants du même bloc (entre 512 et 1024) il suffit d'ajouter dans le commutateur électronique un digit de poids 10 aux signaux binaires entrants du spectre correspondant ($2^9 = 512$). Pour placer les signaux d'un troisième spectre entre 1024 et 1536 dans le BM 96 on ajoutera 2 digits de poids respectif 10 et 11, dans le commutateur, aux signaux entrants du spectre correspondant et ainsi de suite.

Le commutateur actuel possède quatre entrées permettant de ranger au plus quatre spectres de 10 digits chacun ($2^{10} = 1024$) dans le bloc BM 96. Au cas où deux signaux digitaux se présentent simultanément à l'entrée du commutateur, ils sont tous deux rejetés, mais le temps de travail du commutateur (1,5 μ s) étant très faible devant le temps de travail des convertisseurs analogiques digitaux, ce sont ceux-ci qui imposent leur cadence et par conséquent, la probabilité que deux signaux digitaux se présentent ensemble à l'entrée du commutateur est extrêmement faible.

La plupart des expériences ont été effectuées avec deux groupes de 4 C.A.D. (*) branchés sur un commutateur, lui-même relié à un bloc BM 96 dont l'organe de sortie est une perforatrice à ruban de papier utilisant le code international 5 trous. Ces bandes sont transcodées ultérieurement en cartes par une perforatrice imprimante I.B.M. 047.

L'organigramme, p. 39, donne le principe de notre montage électronique expérimental.

L'intensité du faisceau est mesurée par un intégrateur électronique commandant les boîtes marche-arrêt.

III - TRAITEMENT DE L'INFORMATION, DEPOUILLEMENT AUTOMATIQUE

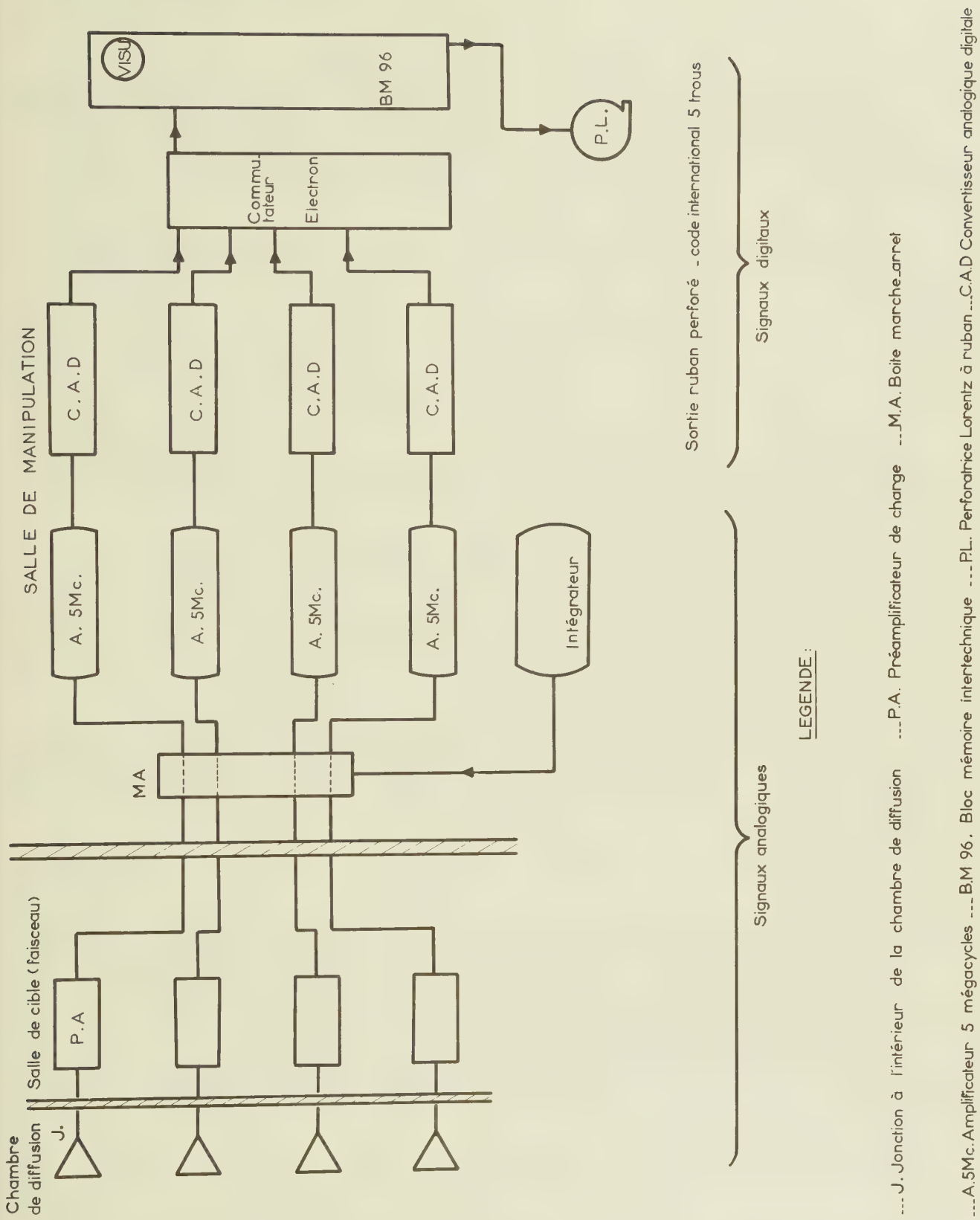
Les expériences $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ ont été faites avec six détecteurs et l'expérience $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ avec huit détecteurs. En une semaine de manipulations nous enregistrons pour nos huit détecteurs près de 2000 spectres de 512 canaux. Dans le cas de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ les spectres présentent des pics parasites dus à la présence d'oxygène sur les cibles de magnésium. Ces spectres doivent être examinés avec la plus grande attention. Dans le cas de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ nous étions gênés par la réaction $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ mais l'identification était plus aisée. Notre travail consiste donc à identifier tous les pics, à en mesurer la surface, et pour ceux qui se chevauchent en partie, à effectuer une décomposition de leur surface.

Devant une telle quantité de résultats à analyser nous avons été obligés d'envisager un système de dépouillement automatique. Pour qu'une telle méthode soit efficace il faut surtout qu'elle identifie correctement les pics. Toute notre méthode de dépouillement automatique repose sur le fait que notre électronique est suffisamment stable pour que nous puissions nous fier à la droite d'étalonnage qui établit la correspondance entre les adresses des canaux et les énergies des particules détectées. En effet, le principe de fonctionnement de notre programme est la recherche, à l'aide de cette droite d'étalonnage, des adresses des canaux dans lesquels les différents pics doivent se trouver, connaissant l'énergie du faisceau incident et l'angle du détecteur par rapport à ce faisceau.

La méthode de dépouillement automatique se divise en deux grandes parties :

- La mise en ordre et le chargement des données sur une bande magnétique I.B.M. compatible avec un calculateur I.B.M. 7094. Le programme utilisé à ce premier stade s'appelle CHARGE.

(*) C.A.D. : Convertisseur Analogique-Digital.



- L'exploitation des données rangées sur la bande magnétique à l'aide du programme SPECTRA, c'est-à-dire identification des pics et calcul de leur aire.

A - Généralités sur la mise en ordre des données et leur chargement.

Comme nous l'avons expliqué plus haut le contenu des canaux des blocs-mémoire BM 96 est sorti sur une perforatrice à ruban de papier suivant le code international 5 trous avec indication de l'adresse tous les 8 canaux. Rappelons que cette bande est ensuite transcodée en cartes qui nous permettent de faire entrer nos données dans le calculateur I.B.M. 7 094 et de les inscrire sur une bande magnétique où le programme SPECTRA viendra les rechercher ultérieurement pour les traiter.

1/ Mise en ordre des données

Les cartes ainsi obtenues ne comportent aucune indication concernant l'expérience à laquelle elles correspondent, il est donc nécessaire de les classer. Pour cela nous les groupons en paquets, chaque paquet correspond à une "séquence". Nous avons vu que, grâce au commutateur, nous stockons en même temps plusieurs spectres dans les mémoires du BM 96. Nous appelons "séquence" l'ensemble des spectres mis en mémoire simultanément. En cas de changement de l'arrangement des spectres en cours de manipulation (par exemple : permutation de deux d'entre eux dans les mémoires du BM 96) nous affectons à cette deuxième séquence un autre numéro. Une séquence pour tout un ensemble de mesures est obligatoirement composée d'un même nombre de spectres ayant le même nombre de canaux, par exemple 4 fois 512 ou 4 fois 256 ou 3 fois 1024 etc...

Chaque paquet de cartes correspondant à une séquence est précédé d'une carte portant le mot-clé DEBU (*) et terminé par une autre carte portant le mot-clé ARET. La dernière séquence à charger sur le calculateur est terminée par le mot-clé AREF. Sur la carte DEBU et la suivante sont inscrites les données numériques définissant la séquence (figure 5),

2/ Chargement des cartes, programme CHARGE

Ce programme est écrit en langage FORTRAN II. Il comprend deux grandes parties logiques : la lecture proprement dite des cartes données et la mise sur bandes magnétiques de ces cartes données et leur étiquetage (organigramme p. 42).

Le programme CHARGE utilise une méthode de lecture alpha-numérique, à l'aide des mots-clé précédemment définis, que nous avons mise au point.

a) Lecture des données.

Les nombres représentant les données, adresses et contenus des canaux, une fois lus en alpha-numérique, carte par carte, sont reconstitués à l'aide d'une fonction logique de l'ordinateur. En cas d'impossibilité de reconstitution par suite d'une mauvaise perforation de la carte, on rejette les valeurs contenues dans cette carte. Cela revient à faire exécuter à l'ordinateur un contrôle automatique des cartes.

b) Mise des spectres sur bandes magnétiques.

La bande magnétique que nous utilisons sur l'ordinateur I.B.M. 7 094 est une bande binaire pure, haute densité, 800 digits par pouce.

Grâce aux informations contenues sur la carte portant le mot-clé DEBU et sur la suivante, la séquence à laquelle elles se rapportent est décomposée en ses spectres initiaux. On supprime les canaux situés au début ou à la fin de ces spectres ne contenant que des zéros.

La bande magnétique est en fin de compte constituée de la manière suivante (rappelons qu'un enregistrement I.B.M. est composé de 127 mots octaux) :

1er enregistrement I.B.M.

Titre de la bande magnétique et constantes numériques générales définissant l'expérience enregistrée.

2ème enregistrement I.B.M.

Etiquette du premier spectre, numéro de la mesure, angle, numéro du détecteur, nombre de canaux etc...

(*) Cette orthographe phonétique est imposée par le fait que l'on ne peut disposer que de quatre caractères.

Listing d'une séquence de cartes données pour le programme CHARGE. Les deux premières cartes définissent la séquence de spectre. Le mot clé DEBU sur la première carte est suivi du numéro de manipulation, du numéro de séquence, de l'énergie du faisceau de particules incidentes exprimée en keV. La deuxième carte contient les angles des détecteurs exprimés en degrés. Les autres cartes contiennent l'adresse des canaux, en première colonne, suivie de leur contenu (adressage tous les huit canaux). La dernière carte possède le mot clé ARET indiquant la fin de la séquence de donnée.

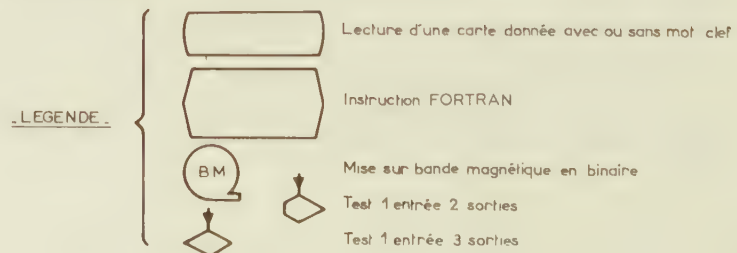
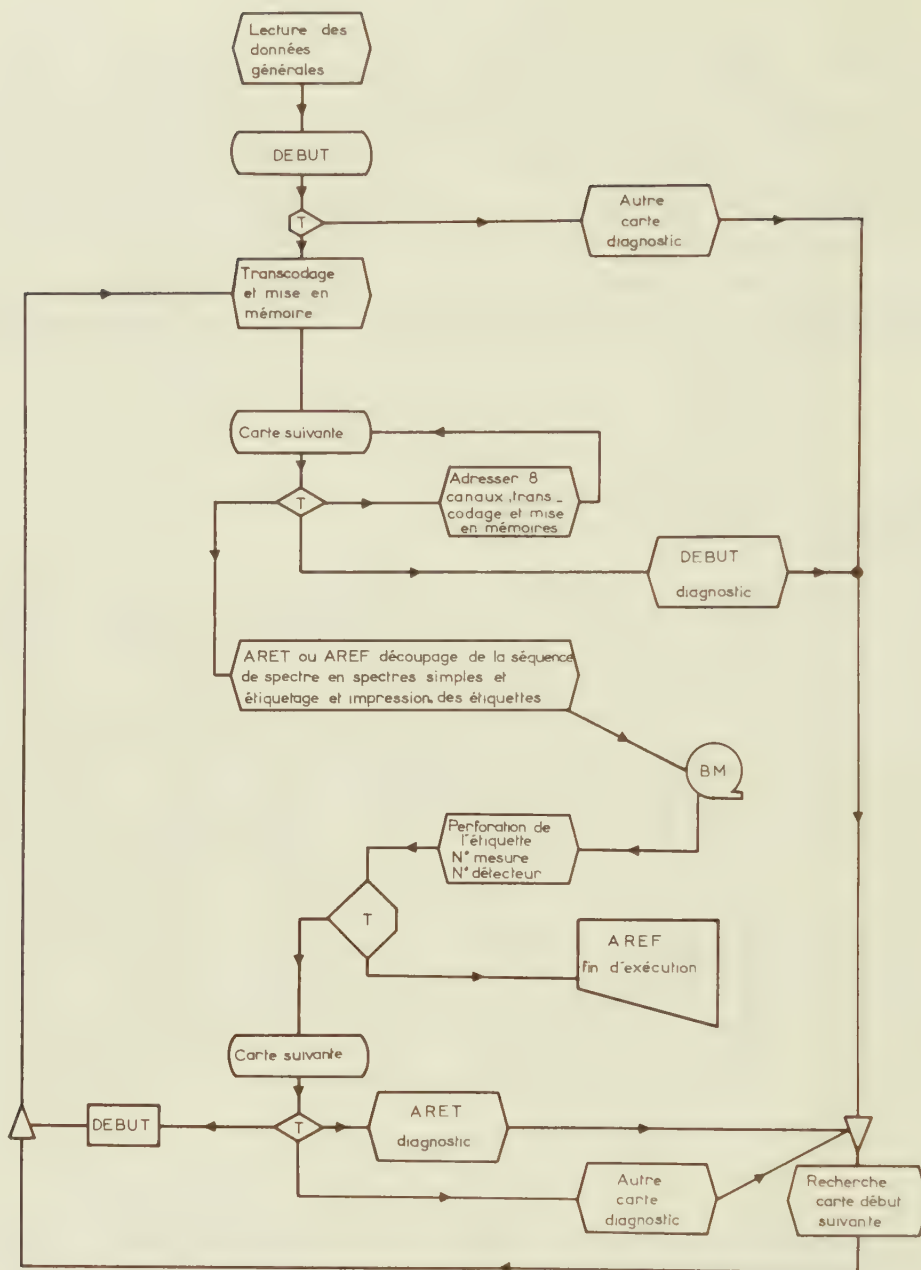
```

DEBU 025087 000001 006060
      000007 000024 000041 000058
0047 000001
0048 000003 000005 000020 000027 000057 000093 000131 000227
0056 000342 000523 000966 002028 003258 003593 003963 004164
0064 004461 004782 004902 005253 005284 005325 005303 005192
0072 004930 004642 004398 003831 003623 003273 002699 002389
0080 001998 001569 001334 001089 000894 000690 000641 000532
0088 000488 000380 000370 000359 000325 000263 000291 000279
0096 000269 000242 000220 000249 000225 000208 000189 000189
0104 000195 000170 000183 000196 000207 000170 000213 000245
0112 000234 000296 000316 000391 000407 000544 000596 000745
0120 000765 000896 001001 001066 001199 001324 001438 001388
0128 001442 001403 001341 001268 001100 000991 000835 000717
0136 000579 000463 000419 000349 000312 000257 000267 000254
0144 000215 000238 000225 000240 000186 000169 000167 000136
0152 000121 000126 000104 000102 000103 000098 000084 000082
0160 000086 000101 000081 000119 000127 000138 000132 000155
0168 000160 000187 000217 000238 000282 000295 000343 000385
0176 000482 000560 000696 000841 001077 001271 001621 001791
0184 002199 002429 002616 002767 002972 003031 003014 003059
0192 003229 003175 003111 003259 003061 002913 002690 002511

1936 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1944 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1952 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1960 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1968 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1976 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1984 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
1992 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000 000000
ARET

```

Figure 5 : Exemple d'une liste d'une séquence de cartes données pour le programme CHARGE.



ORGANIGRAMMES DU PROGRAMME CHARGE

3ème enregistrement I.B.M. et suivants

Adresses et contenu des canaux du premier spectre.

Nème enregistrement I.B.M.

Etiquette du deuxième spectre.

(N + 1)ème enregistrement et suivants

Adresses et contenu des canaux du deuxième spectre.

Et ainsi de suite...

Une fois le dernier spectre mis sur la bande le programme inscrit sur cette dernière l'ordre FIN DE BANDE avant de faire exécuter l'ordre REBOBINER.

Ce programme nous fournit également une liste des étiquettes imprimées d'une manière très explicite (figure 6) et un paquet de cartes perforées. Sur chaque carte est reportée l'étiquette correspondant à un spectre (figure 7). Ces cartes seront utilisées comme données par le programme SPECTRA pour la recherche sur la bande magnétique des spectres qu'elle désigne.

L'intérêt d'avoir tous nos spectres sur une bande magnétique réside en la facilité de pouvoir les consulter ultérieurement. Signalons que dans notre cas l'occupation totale de la bande magnétique est faible.

B - Exploitation de la bande magnétique, programme SPECTRA.

Avant toute autre chose, il faut construire pour chaque détecteur la droite d'étalonnage. Une option du programme SPECTRA, que nous décrirons ci-dessous, nous permet de sélectionner les spectres que nous voulons et de les faire tracer. A l'aide de ces tracés et de la cinématique de la réaction nous obtenons un certain nombre de points d'étalonnage. Avec ces points le programme SPECTRA calculera la droite d'étalonnage.

Description du programme SPECTRA

Le programme SPECTRA (organigramme p. 45) est écrit en langage FORTRAN II. Il comprend un programme principal et deux sous-programmes :

- sous-programme TRACER : effectue le tracé des spectres à l'aide d'une machine imprimante ;

- sous-programme ANALYS : recherche sur les spectres, à l'aide de la droite d'étalonnage, les pics que nous lui demandons. Puis il effectue le calcul de l'aire de ces pics.

Dans le programme principal selon une donnée test nous avons l'alternative suivante :

- soit appel du sous-programme TRACER, après sélection, sur la bande magnétique, du spectre choisi par lecture d'une carte donnée étiquette ;

- soit lecture des données qui permettent de calculer par une méthode de moindres carrés les droites d'étalonnage des différents détecteurs et, ensuite, dans une deuxième étape, appel du sous-programme ANALYS, puis appel du sous-programme TRACER qui fournira l'image du spectre et permettra de faire une vérification du travail effectué par le sous-programme ANALYS.

Description du sous-programme ANALYS

Un pic peut être défini par la position de son maximum et sa largeur à mi-hauteur. (Cette largeur à mi-hauteur est estimée après examen des spectres, elle est introduite comme une donnée dans le programme). Le sous-programme procède en deux étapes : il recherche la position du maximum à l'aide de la droite d'étalonnage puis calcule l'aire des pics. Le spectre est un histogramme ; la droite d'étalonnage nous donne l'adresse du canal où doit se trouver le maximum du pic. On recherche le maximum de l'histogramme autour de cette position prévue, dans un intervalle défini par une demi-largeur de part et d'autre de la position prévue. Cette méthode nous permet de rattraper automatiquement les légers déplacements des pics dus à une dérive des gains de la chaîne électronique pendant l'expérience.

```

.....
NUMERC= 24349      DETECTEUR= 5      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 165.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 104 AU CANAL 511
PRIS ENTRE 104 ET 312 COMPRENANT 209 CANAUX
NUMERC= 24349      DETECTEUR= 6      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 15.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 512 AU CANAL 1023
PRIS ENTRE 590 ET 834 COMPRENANT 245 CANAUX
NUMERO= 24349      DETECTEUR= 7      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 90.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1024 AU CANAL 1535
PRIS ENTRE 1125 ET 1445 COMPRENANT 321 CANAUX
NUMERC= 24349      DETECTEUR= 8      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 50.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1536 AU CANAL 2031
PRIS ENTRE 1621 ET 2026 COMPRENANT 406 CANAUX

```

```

.....
NUMERO= 24350      DETECTEUR= 1      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 75.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 104 AU CANAL 511
PRIS ENTRE 104 ET 333 COMPRENANT 230 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 2      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 85.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 512 AU CANAL 1023
PRIS ENTRE 608 ET 881 COMPRENANT 274 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 3      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 95.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1024 AU CANAL 1535
PRIS ENTRE 1127 ET 1373 COMPRENANT 247 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 4      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 105.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1536 AU CANAL 2039
PRIS ENTRE 1636 ET 1929 COMPRENANT 294 CANAUX

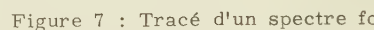
```

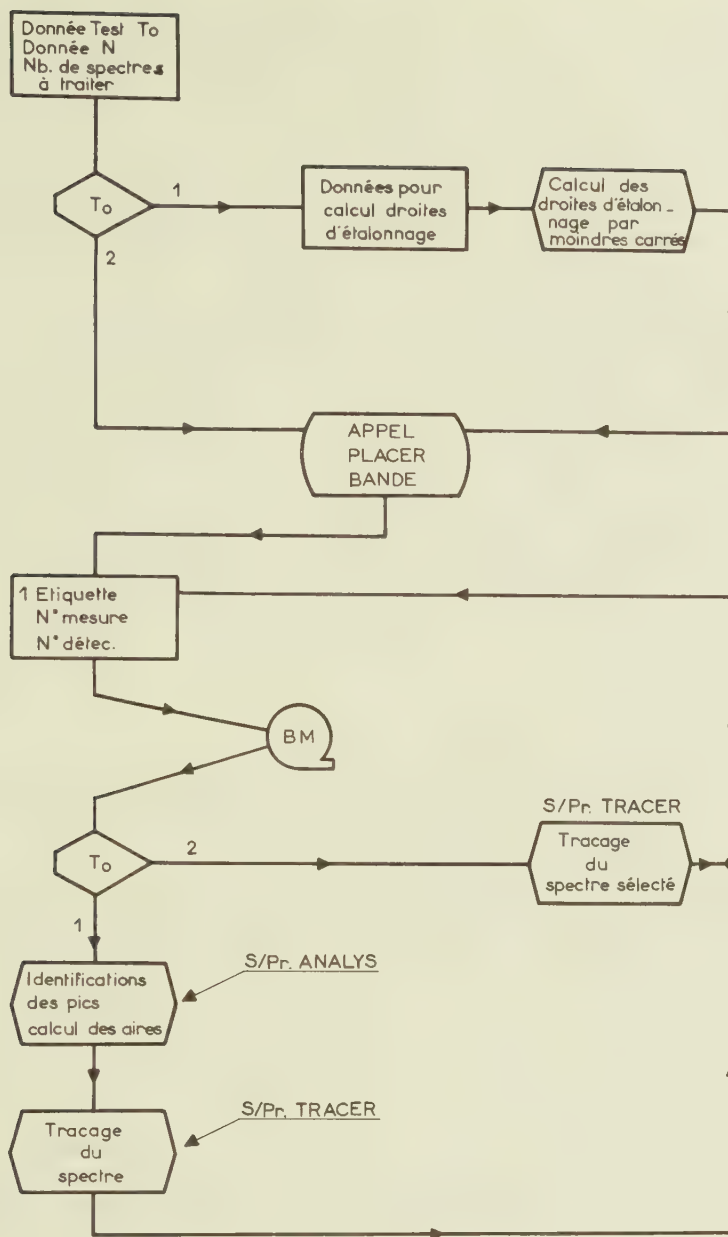
```

.....
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 5      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 115.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 104 AU CANAL 511
PRIS ENTRE 104 ET 373 COMPRENANT 270 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 6      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 15.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 512 AU CANAL 1023
PRIS ENTRE 590 ET 833 COMPRENANT 244 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 7      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 90.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1024 AU CANAL 1535
PRIS ENTRE 1126 ET 1445 COMPRENANT 320 CANAUX
NUMERC= 24350      DETECTEUR= 8      ENERGIE= 7.3200      ANGLE 50.00
SPECTRE ALLANT DU CANAL 1536 AU CANAL 2031
PRIS ENTRE 1622 ET 2026 COMPRENANT 405 CANAUX

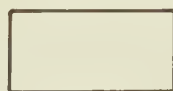
```

Figure 6 : Liste des spectres enregistrés sur la bande magnétique à l'aide du programme CHARGE, spectres exploitables à l'aide du programme SPECTRA.

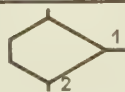




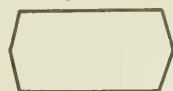
LEGENDE



Ordre de lecture de donnée sur cartes



Test logique a 2 embranchements



Ordre de calcul



Lecture de la bande magnétique

ORGANIGRAMME DU PROGRAMME SPECTRE

Dans la recherche de la position des pics le programme distingue deux cas : ou le pic est simple, ou il y a recouvrement de deux pics. Cette distinction est nécessaire à l'identification de ceux-ci, en particulier à cause des impuretés qui sont tantôt à gauche, tantôt à droite du pic intéressé ou confondu avec lui, selon l'énergie des particules incidentes et l'angle du détecteur par rapport au faisceau. Les aires des pics sont calculées en faisant la sommation des canaux compris entre une demi-largeur à gauche et une demi-largeur à droite du maximum du pic. Dans le cas où les deux pics se recouvrent le programme procède à une décomposition tant que les maximums des deux pics sont distants d'au moins une demi-largeur. Dans le cas contraire, aucun calcul n'est effectué. Le sous-programme ANALYS fournit en plus le calcul d'un fond déterminé par les canaux ayant les comptages les plus faibles à gauche et à droite du pic.

Le sous-programme ANALYS possède une sortie sur cartes perforées nous donnant l'angle du détecteur avec le faisceau incident, l'aire des pics avec fond et fond extrait, le groupe, l'énergie incidente, le numéro de manipulation et le numéro du détecteur (figure 8). Ces cartes sont directement utilisables par d'autres programmes pour la phase finale du dépouillement de l'expérience; par exemple, calcul des distributions angulaires et lissage en polynômes de Legendre de celles-ci.

Liste des étiquettes des spectres (sortie sur cartes): numéro de manipulation, numéro du détecteur, énergie des particules incidentes, angle du détecteur avec le faisceau, numéro d'ordre sur la bande magnétique IBM.

25001	1	4.5030	49.0000	1
25001	2	4.5030	66.0000	2
25001	3	4.5030	83.0000	3
25001	4	4.5030	100.0000	4
25002	1	4.5030	66.0000	5
25002	2	4.5030	83.0000	6
25002	3	4.5030	100.0000	7
25002	4	4.5030	117.0000	8

Liste des surfaces des pics (sortie sur cartes), angle, surface avec fond, surface fond extrait, groupe auquel le pic appartient, énergie de la particule incidente, numéro de manipulation, numéro du détecteur.

50.00	0.63440000F	04	0.65449999F	040	MG25	4.5030	25002	6
50.00	0.51689999F	04	0.48104078F	041	MG25	4.5030	25002	6
50.00	0.46329999F	04	0.43115920F	042	MG25	4.5030	25002	6
50.00	0.17588917F	04	0.16852900F	043	MG25	4.5030	25002	6
50.00	0.29011081F	04	0.27797098F	044	MG25	4.5030	25002	6
50.00	0.86742678F	03	0.44526707F	035	MG25	4.5030	25002	6

Figure 8 : Sorties sur cartes des programmes CHARGES et SPECTRA.

Ce programme, par appel du sous-programme TRACER, nous délivre également un tracé des spectres où figurent aussi la droite d'étalonnage, l'identification des pics et leurs aires. Le tracé nous permet un contrôle du travail effectué par l'ordinateur.

C - Discussion de l'efficacité d'une telle méthode.

Cette méthode de dépouillement automatique nous a donné entièrement satisfaction chaque fois que nous avons eu une électronique stable ce qui entraîne que nos droites d'étalonnage ne se déplacent pas d'une mesure à l'autre. L'identification des pics est d'autant meilleure que ceux-ci occupent un assez grand nombre de canaux. Une largeur de six canaux à mi-hauteur est déjà suffisante. Bien entendu une telle méthode ne supprime nullement la vérification du travail effectué par l'ordinateur, un ultime contrôle visuel est toujours nécessaire. Mais comme on a pu le constater sur la figure 7 la sortie des résultats (en particulier le tracé du spectre) est suffisamment commode pour qu'une reprise manuelle du travail soit aisée.

Cette méthode a donc un avantage certain par rapport à celle employée il y a encore 4 ou 5 ans et qui consistait à tracer les spectres à la main, ou même par rapport à celle utilisée plus récemment qui consistait à utiliser les cartes perforées et l'ordinateur I.B.M. sans l'intermédiaire de la charge sur bande magnétique. Le travail de dépouillement s'est ainsi trouvé notablement réduit.

Néanmoins, cette méthode était encore très lourde. L'opération du passage du ruban perforé en cartes était très longue, plus longue que le temps de mesure, et le volume des cartes perforées à manipuler était énorme, de l'ordre de cent mille cartes pour une semaine de mesures. Elle a aussi l'inconvénient de ne pas permettre de dépouillement en cours de manipulation.

Depuis que ces expériences sont terminées, la technique de sortie des résultats s'est améliorée. Nous pouvons éviter le passage par l'intermédiaire de ruban de papier et de cartes perforées soit en vidant le BM 96 sur une bande compatible I.B.M. à l'aide du calculateur C.A.E. 510, soit en utilisant ce calculateur directement pour le tracé des spectres.

IV - CALCUL NUMERIQUE

A - Calcul numérique des formules HAUSER-FESHBACH des sections efficaces différentielles et intégrées ainsi que des fonctions de corrélation correspondantes.

Les formules du modèle statistique données au chapitre I, relatives aux distributions angulaires moyennes de réaction (I.9) et aux sections efficaces intégrées (I.13), ainsi que les fonctions de corrélation qui leur sont associées (I.24), (I.28), (I.29) et la fonction de corrélation croisée en angle (I.31) sont calculées à l'aide d'un programme écrit en langage FORTRAN II pour I.B.M. 7094. Les pénétrabilités ont été calculées à l'aide de sous-programmes extraits du programme de modèle optique SCAT 4 appartenant à la bibliothèque de Saclay. Ce programme de modèle optique a été écrit par A. MELKANOFF et al [23]. Les fonctions d'onde coulombiennes utilisées dans ces sous-programmes du modèle optique ne sont pas celles calculées par le programme original mais celles écrites par le Service de Calcul Electronique de Saclay dont la précision numérique est supérieure. Signalons l'existence de deux recueils de pénétrabilités pour proton et neutron calculées à l'aide de ces sous-programmes par G.S. MANI et M.A. MELKANOFF et I. IORI [24].

Le programme, dans sa version définitive, comprend un programme principal MAIN, qui a pour seul rôle d'appeler les sous-programmes CTR 601 et SPILL, et un nombre assez grand de sous-programmes que nous allons énumérer et dont nous donnerons rapidement la fonction.

1/ Sous-programmes permettant le calcul des pénétrabilités

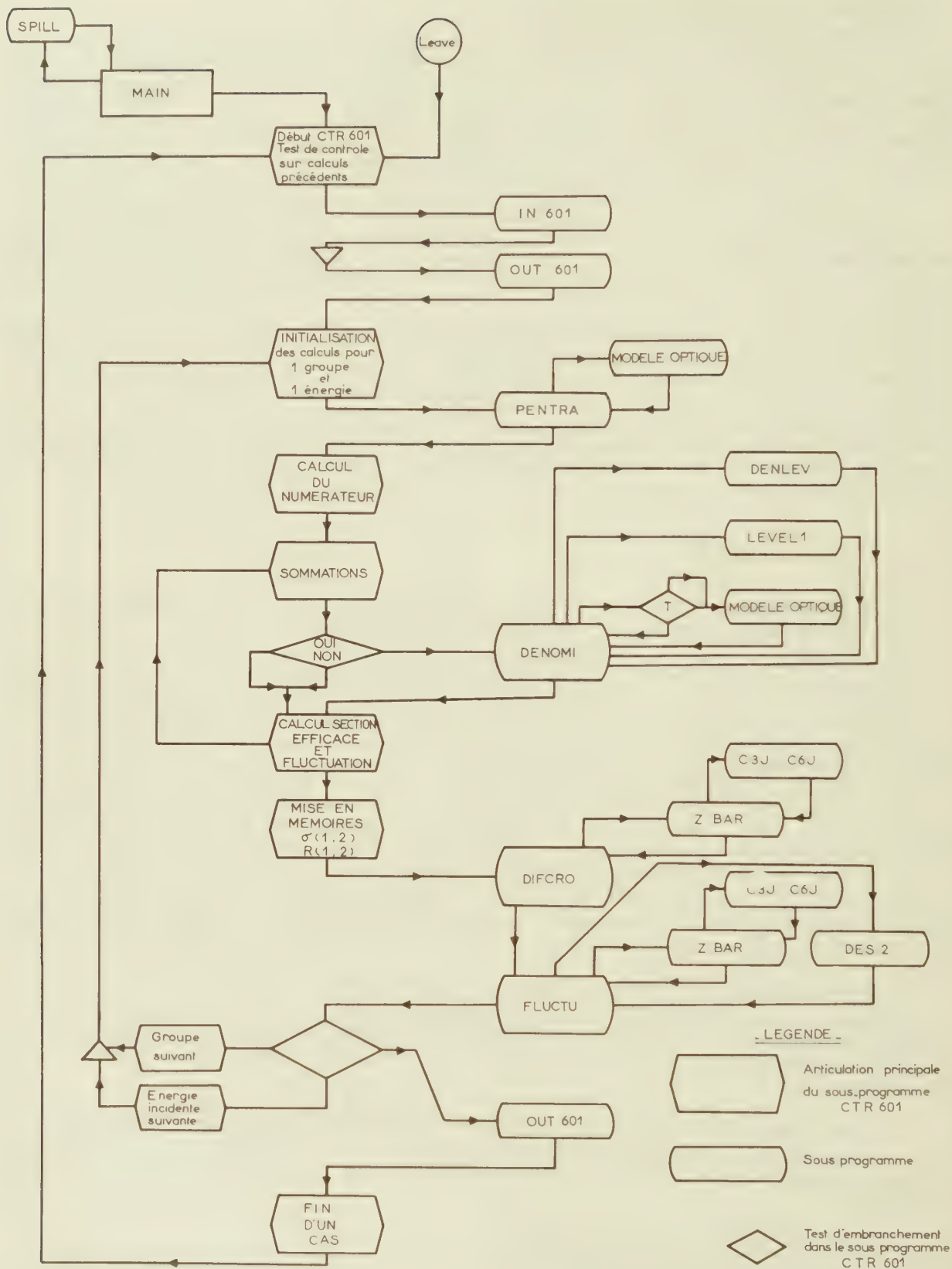
Ils sont regroupés dans l'organigramme de principe sous le nom de modèle optique : POT1CH, SIGZERO, RHOTB, RMXINC, PGEN4, INTCTR, CSUBL, SIGMAR, SPILL appartenant à SCAT4 et COULOM mis au point par le Service de Calcul Electronique de Saclay qui donne les fonctions coulombiennes.

2/ Sous-programmes permettant le calcul des coefficients d'addition des moments angulaires

Nous utilisons deux sous-programmes C3J et R6J écrits par le Service de Calcul Electronique de Saclay. Il s'agit respectivement du calcul des coefficients de Clebsch-Gordan et des coefficients de Racah.

3/ Sous-programmes du modèle statistique

Ces derniers ont été entièrement écrits par nos soins. Nous les diviserons en deux familles : a) les sous-programmes des données d'entrée et de sortie des résultats ; b) les sous-programmes de calcul (organigramme p. 48).



ORGANIGRAMME DE PRINCIPE

a) Sous-programmes d'entrée et de sortie.

- IN601 Sous-programme de lecture des données :
- cinématiques et spin des voies
 - potentiels optiques
 - paramètres de calcul des densités de niveaux.
- OUT601 assure l'impression des données et des résultats numériques.
- DES2 Sous-programme de traçage de courbe à l'imprimante.
- LEAVE en cas d'erreur de calcul détectée par le moniteur comme une division par zéro, ou bien en cas de dépassement de l'"accumulateur" par valeur supérieure détectée par le sous-programme SPILL, LEAVE, en appelant CTR601, permet de passer au cas de calcul suivant. Ce programme est donc particulièrement utile en cas d'erreurs dans les données numériques.
- SPILL (seul sous-programme écrit en langage machine FAP) sert à monitorer les dépassements de l'accumulateur soit par valeur inférieure, soit par valeur supérieure. Il permet, dans le sous-programme où s'est produit cet événement, l'impression d'un diagnostic sur une bande banale annexe, diagnostic qui permet de savoir où a eu lieu ce dépassement. Il fait de plus appel au sous-programme LEAVE dans le cas de dépassement de l'accumulateur par valeur supérieure, ce qui entraîne l'abandon du calcul en cours et le passage au cas suivant.

b) Sous-programmes de calcul.

- CTR601 permet de calculer la section efficace $\sigma(1, 2)$ et la fonction de corrélation correspondante $R(\varepsilon = 0)$ (voir organigramme).
- PENTRA fait appel aux sous-programmes du "modèle optique" pour calculer les pénétrabilités dans les voies d'entrée et de sortie (1 et 2 respectivement).
- DENOMI assure le calcul de $g(J)$. Pour cela il utilise les sous-programmes du modèle optique pour le calcul des pénétrabilités nécessaires aux différentes familles de voies de sortie relatives à une même particule associée, ainsi que les sous-programmes de calcul de densité de niveaux LEVEL 1 et DENLEV.
- LEVEL 1 calcule la densité des niveaux de spin zéro d'un noyau donné de 0 à 30 MeV et en fournit un lissage sous la forme :

$$\rho_0(E, J = 0) = c e^{\sqrt{4a(E-P)}}$$

a et c étant deux constantes déterminées par une méthode des moindres carrés, P est l'énergie de paire des nucléons ($P > 0$).

- DENLEV calcule : $F(I) = (2I + 1) e^{-I(I+1)/2\sigma^2}$
- DIFCRO est appelé par CTR601 une fois effectué le calcul de la section efficace intégrée et de la fonction de corrélation correspondante. Il calcule la section efficace différentielle ou plus exactement : $\sum_{L=0}^{\infty} B_L P_L(\cos \theta)$.
- FLUCTU qui est appelé par DIFCRO une fois le calcul précédent terminé, calcule la fonction de corrélation croisée en angle normalisée.
- DIFCRO comme FLUCTU font appel au sous-programme fonction ZBAR pour le calcul des coefficients $\bar{Z}$ de BLATT et BIEDENHARN.

Pour cela ZBAR utilise les sous-programmes C3J et R6J. Nous donnons à titre d'exemple l'organigramme détaillé de DIFCRO (p. 50).

4/ Possibilité de calcul et optimisation du temps de calcul.

Les sections efficaces sont calculées depuis une énergie minimale de la particule incidente jusqu'à une énergie maximale avec un pas en énergie constant (20 points au maximum). On peut calculer simultanément, sans allonger pratiquement la durée de calcul, dix sections efficaces partielles relatives à un même noyau résiduel pour une même énergie incidente ainsi que les distributions angulaires et les fonctions de corrélation des sections efficaces intégrées correspondantes.

Mais la fonction de corrélation croisée en angle d'une distribution angulaire nécessite un temps considérable. Aussi avons-nous inclus dans le programme la possibilité de ne pas faire ce calcul.

a) Temps de calcul.

Le calcul des sections efficaces des distributions angulaires et des fonctions de corrélation des sections efficaces intégrées pour dix énergies et dix groupes prend environ 25 minutes pour un noyau de masse moyenne $A \approx 30$.

La fonction de corrélation croisée en angle d'une seule distribution angulaire nécessite, selon les valeurs des spins des voies d'entrée et de sortie et des moments angulaires orbitaux mis en jeu dans ces voies, un temps compris entre 1 et 3 heures. Tous ces temps correspondent à l'utilisation de l'ordinateur I.B.M. 7 094.

b) Diminution des durées de calcul.

Nous nous sommes efforcés de réduire le plus possible le temps de calcul. Pour cela, nous avons évité de calculer plusieurs fois la même quantité. On voit notamment, d'après l'expression littérale de $g(J)$ que celui-ci ne dépend que de l'énergie incidente de la particule 1 dans la voie d'entrée et du spin J du noyau composé. Nous ne calculons donc les $g(J)$ qu'une seule fois bien qu'ils apparaissent plusieurs fois au cours du calcul. De plus, les pénétrabilités des différentes familles de voies associées à une même particule sont indépendantes de J ; aussi nous ne les calculons qu'une seule fois et nous les mettons en mémoire.

Ces deux modifications nous ont fait gagner, sur la durée du calcul, un facteur trois pour un seul groupe et évidemment presque un facteur $3N$ pour N groupes.

B - Calcul des sections efficaces de stripping (d, p).

Les calculs D.W.B.A. ont été effectués par Madame J. DELAUNAY en utilisant une copie du code T. SALLY écrit par G.R. SATCHLER et al pour I.B.M. 7 094. Ce programme donne essentiellement la forme des distributions angulaires.

C - Petits programmes annexes.

Nous avons eu besoin d'écrire des petits programmes en langage FORTRAN pour l'exploitation des données brutes de nos expériences. Nous en donnons la liste ci-dessous.

- Un programme qui, à partir des comptages bruts des détecteurs et du moniteur dans le système du laboratoire, calcule les distributions angulaires dans le système du centre de masse et effectue leur lissage par un développement en série de polynômes de Legendre à l'aide d'une méthode des moindres carrés.

- MEANEX, programme de calcul de la fonction de corrélation d'une courbe quelconque où la courbe moyenne est définie par une méthode arithmétique.

- SIMPLEX, programme de calcul de la fonction de corrélation d'une courbe quelconque où la courbe moyenne est définie par un lissage en série de polynômes de Legendre d'ordre variable obtenu par une méthode de moindres carrés.

Nous parlerons plus en détail au chapitre IV de ces deux programmes et de leur utilisation.

- CINEMA, programme de cinématique calculant uniquement l'énergie de la particule sortante d'une réaction nucléaire.

CHAPITRE IV

MÉTHODE D'ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES

VARIANT RAPIDEMENT AVEC L'ÉNERGIE

Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire une méthode d'analyse des fonctions d'excitation des sections efficaces présentant des variations rapides en fonction de l'énergie autour d'une moyenne qui n'est pas constante. Ces variations sont supposées être dues aux fluctuations du modèle statistique c'est-à-dire à un processus aléatoire, véritable bruit de fond du noyau.

Ce problème d'analyse de sections efficaces s'est posé à nous de façon pratiquement identique pour les trois réactions que nous avons étudiées : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$.

La méthode d'analyse permet de dégager une section efficace moyenne selon des critères mathématiques précis. On pourra extraire ensuite, le cas échéant, la partie lentement variable avec l'énergie de la section efficace moyenne totale. On pourrait parler d'une manière imagée d'une méthode de mesure du rapport signal sur bruit.

Pour définir les sections efficaces moyennes nous avons utilisé la méthode de définition arithmétique de la moyenne déjà décrite par G. PAPPALARDO [25] et SINGH et al [20]. Nous allons exposer cette méthode, montrer ses limitations lorsque le domaine expérimental de mesure est trop petit, et indiquer la possibilité d'utiliser, dans ce cas, une courbe moyenne définie par un lissage en série de polynômes de Legendre.

I - CALCUL DE LA FLUCTUATION RELATIVE PAR RAPPORT A UNE COURBE MOYENNE DÉFINIE ARITHMÉTIQUEMENT

En chaque point i de la fonction d'excitation nous pouvons définir une section efficace moyenne $\bar{\sigma}_1^p$ de la façon suivante :

$$\bar{\sigma}_1^p = \frac{1}{p} \sum_{j=1}^{i+p-\frac{1}{2}} \sigma_j$$

avec p impair.

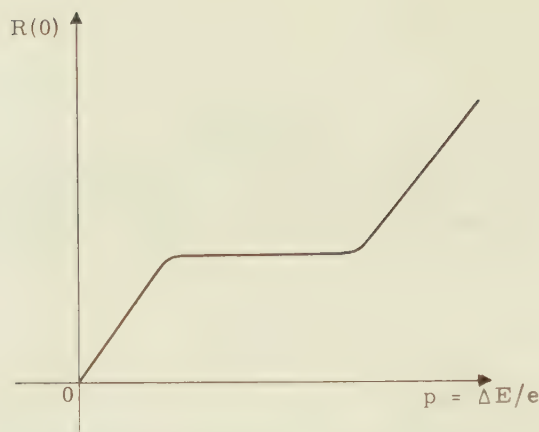
La valeur ainsi définie correspond à une moyenne sur un intervalle d'énergie $\Delta E = p.e$ où e est l'intervalle d'énergie entre les points expérimentaux.

La fluctuation relative $R(0)$ par rapport à cette moyenne est :

$$R_p(0) = \left\langle \left(\frac{\sigma_1}{\bar{\sigma}_1^p} - 1 \right)^2 \right\rangle$$

où le crochet indique que l'on prend la valeur moyenne sur tout le domaine d'énergie où on a pu définir $\bar{\sigma}_1^p$. On peut évidemment définir par rapport à cette même valeur moyenne la fonction de corrélation normalisée $R(\epsilon)$.

La courbe moyenne sera bien définie si $R_p(0)$ (où $R_{\Delta E}(0)$) est constant vis-à-vis d'une assez grande variation de ΔE . La figure ci-après fournit un exemple du comportement idéalisé de la valeur de la fluctuation calculée pour différentes valeurs de l'intervalle d'énergie ΔE . Pour $\Delta E = 0$ la valeur $R(0)$ est évidemment nulle, pour ΔE très grand $R(0)$ tend vers son maximum qui correspond à la moyenne arithmétique définie sur tout l'intervalle de la courbe fluctuante.



Entre ces valeurs extrêmes la courbe de $R(0)$ en fonction de $\Delta E/e = p$ présente un plateau. Nous pensons que l'existence de ce plateau est un critère de la validité de la courbe moyenne.

De la même façon, à partir de chaque courbe moyenne, nous pouvons calculer une largeur de cohérence du phénomène fluctuant. Si nous traçons la courbe de cette largeur de cohérence Γ en fonction de $\Delta E/e$ on doit trouver un plateau correspondant au même domaine de ΔE pour lequel nous avons un plateau de $R_{\Delta E}(0)$. De plus, comme nous l'avons vu au chapitre I, Γ est insensible à la présence d'interaction directe, la valeur de Γ correspondant au plateau doit être celle calculée par la théorie statistique.

Nous avons admis que, lorsque nous avons ces plateaux sur les courbes $R_{\Delta E}$ et $\Gamma_{\Delta E}$ et que la valeur de $\Gamma_{\Delta E}$ sur le plateau était bien celle calculée par le modèle statistique, notre courbe moyenne était bonne.

Dans la pratique, nous devons bien remarquer que nos fonctions d'excitation sont mesurées pour un domaine d'énergie fini qui n'est jamais très grand devant la largeur de cohérence de notre phénomène. Il s'ensuit une erreur statistique appelée communément erreur d'échantillonnage fini. Pour rendre systématique cette erreur nous devons toujours calculer $R(0)$ dans le même domaine d'énergie. Ainsi l'ensemble des $\overline{O}_1^p$ est défini dans un domaine tronqué de $p/2$ points à chaque extrémité. Si par conséquent nous faisons varier p de 1 à $p_{\max}$ nous devons toujours calculer $R(0)$ ou $R(\epsilon)$ dans le même domaine d'énergie c'est-à-dire le domaine total tronqué à chaque extrémité de $p_{\max}/2$ points. Nous pouvons de cette manière comparer entre elles les différentes valeurs de $R_p(0)$. Si nous ne prenons pas cette précaution, les $R_p(0)$ ne se rapporteraient pas aux mêmes fonctions d'excitation puisque ces dernières seraient plus ou moins étendues.

II - CALCUL DE LA FLUCTUATION RELATIVE PAR RAPPORT A UNE COURBE MOYENNE DEFINIE PAR UN LISSAGE EN POLYNOMES DE LEGENDRE OBTENU PAR UNE METHODE DES MOINDRES CARRÉS

Nous avons dû adapter la méthode précédente au cas où les expériences ont été faites dans des domaines d'énergie très restreints c'est-à-dire le cas où I/Γ n'est pas très grand (I étant l'intervalle total d'énergie et Γ la largeur de cohérence). L'inconvénient de la méthode précédente est que la moyenne est définie sur un intervalle tronqué à chaque extrémité de $p_{\max}/2$ points qui devient vite insuffisant si l'intervalle I n'est pas très grand.

Pour des domaines d'énergie restreints nous avons utilisé une méthode préconisée par BOEHNING [26] qui consiste à approcher la courbe expérimentale par un développement en série de polynômes de Legendre selon la méthode classique des moindres carrés. On doit observer comme précédemment une stabilité de la fluctuation relative $R_n(0)$ et de la largeur de cohérence Γ en fonction de l'ordre n de la série du développement.

Un développement d'ordre 0 correspond à la moyenne arithmétique sur tout l'intervalle, par contre, un développement en série d'ordre n très grand entraîne $R_n(0) \rightarrow 0$. Cela correspond à un intervalle de définition de la moyenne très petit. La courbe moyenne reproduit de plus en plus les accidents de la courbe.

Ces deux méthodes doivent être employées avec prudence lorsque l'intervalle total d'énergie devient petit à cause de l'erreur d'échantillonnage fini ; la deuxième méthode, celle du lissage, doit être employée avec encore plus de prudence car la pente de la courbe moyenne n'est pas définie aux extrémités de l'intervalle. On peut alors obtenir des valeurs aberrantes pour la fluctuation relative $R(0)$.

III - COMPARAISON EXPERIMENTALE DES DEUX METHODES

Nous avons effectué cette comparaison sur la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3)^{22}\text{Na}$ pour laquelle nous avons, à quelques angles, un ensemble complet de valeurs de sections efficaces de 4,5 à 9 MeV avec un pas en énergie e de 60 keV, soit en tout 76 points. Nous avons utilisé les courbes à 55° et 85° .

Ces deux fonctions d'excitation ont d'abord été étudiées par la première méthode avec un intervalle maximal de définition de la moyenne : $\Delta E_{\text{max}} = 1,44$ MeV soit $p_{\text{max}} = 24$ points, ce qui permet une analyse des fluctuations dans le domaine allant de 5,34 à 8,16 MeV. Puis nous avons étudié la valeur de la fluctuation relative par la deuxième méthode du lissage dans cet intervalle restreint.

Les figures 9 et 10 montrent les comparaisons entre les deux méthodes d'analyse. Pour cela nous avons dû faire le raisonnement très approximatif suivant : lorsque l'on lisse une fonction d'excitation par un développement en série de polynômes de Legendre d'ordre n , nous avons $n + 1$ inconnues à déterminer avec un système surabondant de N équations. On peut dire que la courbe moyenne ainsi définie correspond à une courbe moyenne définie par la moyenne arithmétique de $p = N/(n + 1)$ points expérimentaux d'où la correspondance indiquée pour 76 points sur les figures 9 et 10 qui nous montrent les valeurs de $R(0)$ obtenues en fonction de $p = \Delta E/e$ ou de l'ordre n du lissage. Nous voyons que l'accord est bon entre les valeurs de $R(0)$ obtenues par les deux méthodes. L'accord est bon également entre les valeurs obtenues pour Γ , cette valeur correspond bien à la largeur $\Gamma = 50$ keV calculée par la théorie statistique.

On remarquera aussi que les courbes moyennes obtenues par les deux méthodes, et donnant la même valeur de $R(0)$ et Γ , diffèrent surtout aux extrémités de notre intervalle d'analyse. Nous devons nous y attendre puisque, dans la méthode du lissage, la pente de la courbe moyenne n'est pas imposée aux extrémités.

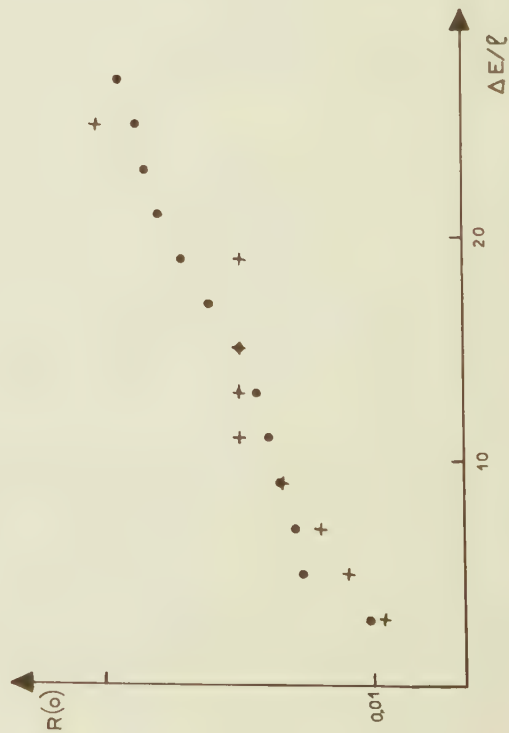
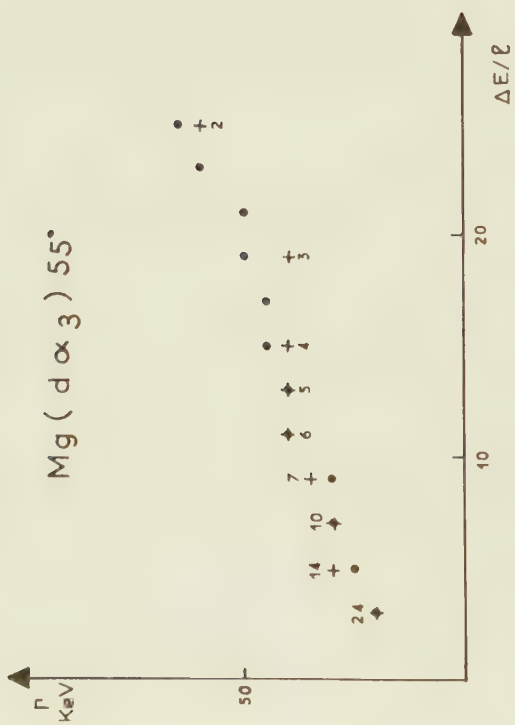


Figure 9

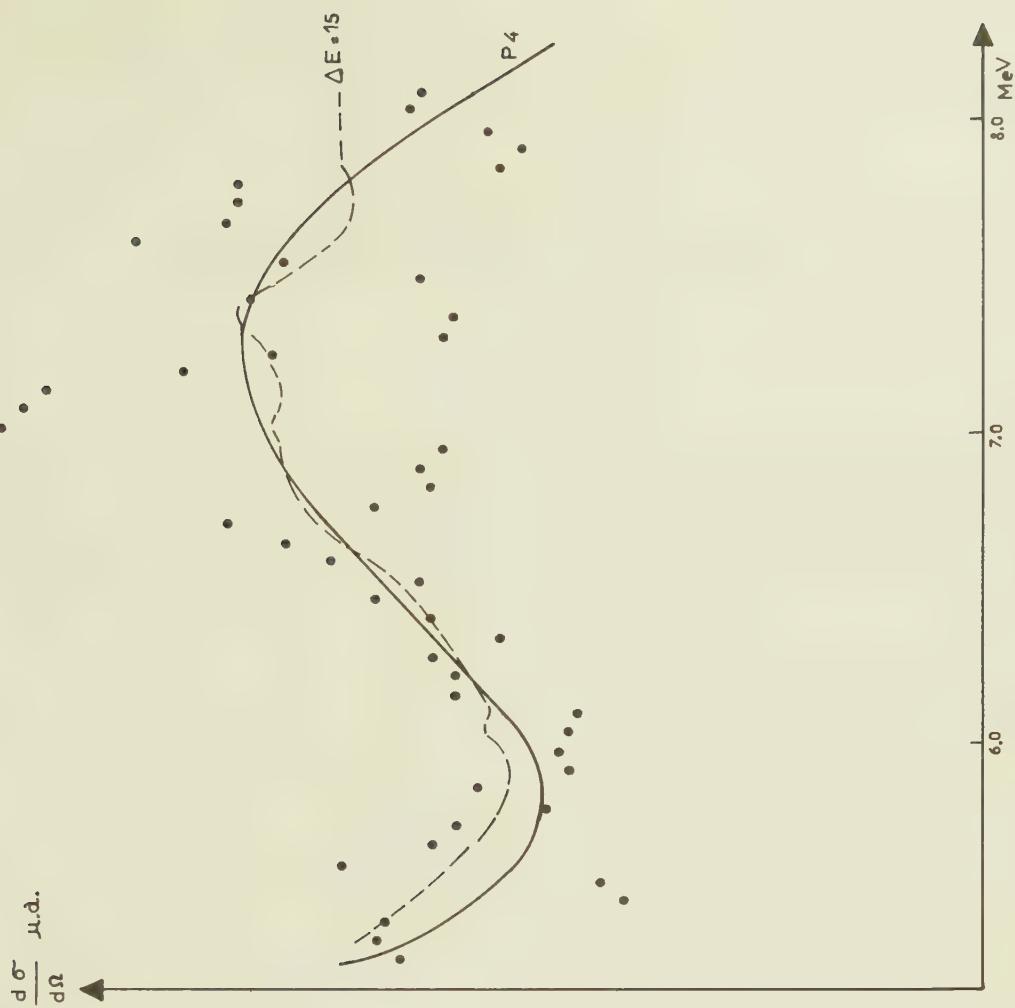
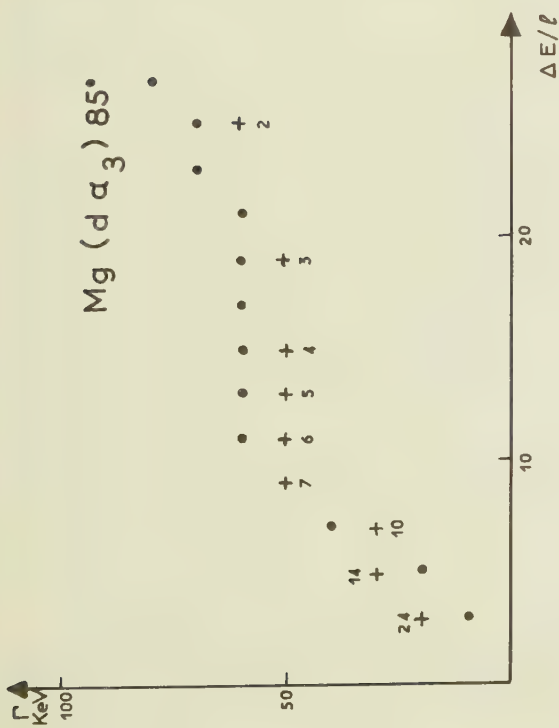


Figure 10

Figures 9 et 10 : Comparaison expérimentale des deux méthodes de définition de la section efficace moyenne : méthode arithmétique et méthode de lissage en série de polynômes de Legendre.

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSIONS

Avant de décrire et de discuter les résultats de nos expériences nous voulons rappeler très succinctement le principal problème que nous avons voulu résoudre.

Nous appuyant principalement sur les idées développées par T. ERICSON dans son article de 1963 [6], nous avons voulu, par l'analyse des fonctions d'excitation de sections efficaces, voir s'il était possible de séparer les sections efficaces en deux composantes :

- l'une "directe" c'est-à-dire lentement variable avec l'énergie,
- l'autre fluctuante, c'est-à-dire variant rapidement avec l'énergie, due à la formation d'un noyau composé.

Nous avons montré, au chapitre I, sur quelles hypothèses physiques repose cette séparation. La théorie peut se résumer en quelque sorte par deux relations :

$$1/ \quad \langle \sigma_{\text{total}} \rangle = \sigma_{\text{direct}} + \langle \sigma_{\text{fluctuant}} \rangle \quad (5.1)$$

qui montre clairement la séparation de la section efficace moyenne en deux composantes n'interférant pas entre elles, conséquence d'une hypothèse statistique de phases au hasard ;

$$2/ \quad R(\epsilon) = R_0(\epsilon) (1 - y_D^2)$$

où $R_0(\epsilon)$ est la fonction de corrélation du modèle statistique ayant une largeur de cohérence à mi-hauteur Γ , et où

$$y_D = \sigma_{\text{direct}} / (\sigma_{\text{direct}} + \langle \sigma_{\text{fluctuant}} \rangle)$$

est une relation approximative dont la valeur essentielle est de fournir un ordre de grandeur de la diminution de la fonction de corrélation relative $R_0(\epsilon)$ en présence d'interaction directe.

Nous présenterons et discuterons en premier lieu les résultats des expériences de réaction (d, p) réalisées sur les noyaux-cibles ^{24}Mg et ^{27}Al qui nous montrent la possibilité de séparation des sections efficaces moyennes en deux composantes : l'une due au mécanisme de stripping, réaction directe bien connue et calculable, l'autre statistique.

Puis nous exposerons les résultats de l'expérience $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ dont l'analyse est plus délicate car nous avons affaire dans ce cas à un véritable problème d'extraction d'une section efficace "directe" noyée dans un bruit de fond de fluctuations statistiques et pour laquelle nous ne disposons au départ d'aucun modèle. Rappelons que le terme "direct" est pris ici dans son sens le plus large c'est-à-dire correspondant à tout mécanisme ne conduisant pas à un noyau composé avec phases distribuées entièrement au hasard.

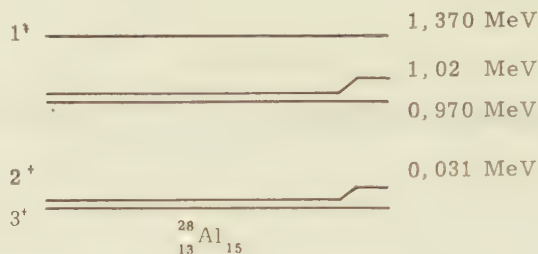
I - LES REACTIONS (d, p) SUR L'ALUMINIUM ET LE MAGNESIUM

A - La réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$.

1/ Généralités

Dans le chapitre II nous avons déjà exposé les expériences déjà effectuées par d'autres auteurs et leurs essais de séparation de mécanisme.

Nous rappellerons ici le schéma connu des premiers niveaux du noyau résiduel ^{28}Al .



^{28}Al est un noyau déformé. Les spins du doublet de l'état fondamental ont été interprétés [27] par le couplage d'un neutron de la couche $(2s_{1/2})$ et d'un trou dans la couche de proton $(1d_{5/2})$. On obtient bien ainsi un spin 3^+ et un spin 2^+ , le spin 3^+ étant le plus bas. En fait, nous savons que cette interprétation est très grossière car nous sommes dans une région de noyaux déformés. On améliore cette interprétation en utilisant le diagramme de NILSSON. Nous aurions couplage entre un neutron dans l'orbite déformée $k_n = 1/2^+$ qui a, entre autres, une composante $(2s_{1/2})$ et un proton dans l'orbite déformée $k_p = 5/2^+$ qui, lui, a une seule composante $(1d_{5/2})$. Suivant que les k sont parallèles ou anti-parallèles on obtient les spins 3^+ et 2^+ , le spin 3^+ étant le plus bas en accord avec la règle empirique de GALLAGHER et MOSZKOWSKI. Les deux niveaux du doublet étant distants de 30 keV nous ne les résolvons pas expérimentalement.

2/ Sections efficaces moyennes

Ce qui est intéressant dans les résultats de cette expérience c'est que nous possédons grâce au travail de GADIOLI et al (*) [17] un ensemble complet de distributions angulaires, entre 1,50 et 3,75 MeV de deuton incident, plus quelques distributions angulaires à 4 MeV, 5 MeV et 6 MeV pour le doublet de l'état fondamental et le doublet excité à 0,970 MeV. La figure 11 montre une vue tridimensionnelle des distributions angulaires entre 2 et 3,75 MeV obtenues à Saclay même. Nous voyons que l'allure des distributions angulaires est caractéristique d'une réaction de stripping. Bien que la forme des distributions angulaires ne varie pas dans le domaine d'énergie étudié on voit cependant très nettement sur la figure 12 que la section efficace intégrée entre 30° et 150° présente des fluctuations autour d'une valeur moyenne. On voit qu'il en est bien de même à tous les angles lorsque l'on regarde une section efficace différentielle $\sigma(\theta)$ à un angle θ donné en fonction de l'énergie. Nous pouvons donc tester la séparation des sections efficaces en deux composantes non seulement pour une seule énergie moyenne mais tout au long des fonctions d'excitation moyenne de 1,5 à 6 MeV. La figure 12 montre que, dans le cas de cette expérience, la section efficace moyenne varie très rapidement dans le domaine étudié. Le problème d'analyse des fluctuations statistiques est donc assez délicat. Pour définir correctement une section efficace moyenne par rapport à laquelle se distribuent les fluctuations statistiques nous sommes obligés d'analyser nos résultats selon la méthode décrite au chapitre IV et qui s'est révélée très fructueuse.

Nous rappelons que cette méthode consiste à rechercher les courbes moyennes par rapport à laquelle la fluctuation relative $R(0)$ est stable vis-à-vis d'une grande variation de l'intervalle ΔE de définition de la moyenne. Nous avons utilisé la deuxième méthode d'analyse décrite au chapitre IV, celle où la courbe moyenne est définie par un lissage en série de polynômes de Legendre.

Nous n'avons analysé dans le présent travail que les sections efficaces correspondant au doublet du niveau fondamental car c'est le seul dont les spins sont connus avec certitude.

La valeur de la fluctuation relative correspondant au plateau de la courbe de $R(0)$ en fonction de ΔE est beaucoup plus faible que dans le cas purement statistique ce qui est normal en présence d'interactions directes. Par contre, les largeurs de cohérence obtenues sont en bon accord avec celles du modèle statistique. Nous obtenons notamment pour les sections efficaces intégrées une

(*) Les sections efficaces différentielles ont été mesurées par GADIOLI et al à neuf angles équirépartis entre 30° et 165° sur un intervalle d'énergie des deutons incidents allant de 1,50 à 2,30 MeV avec un pas de 40 keV.

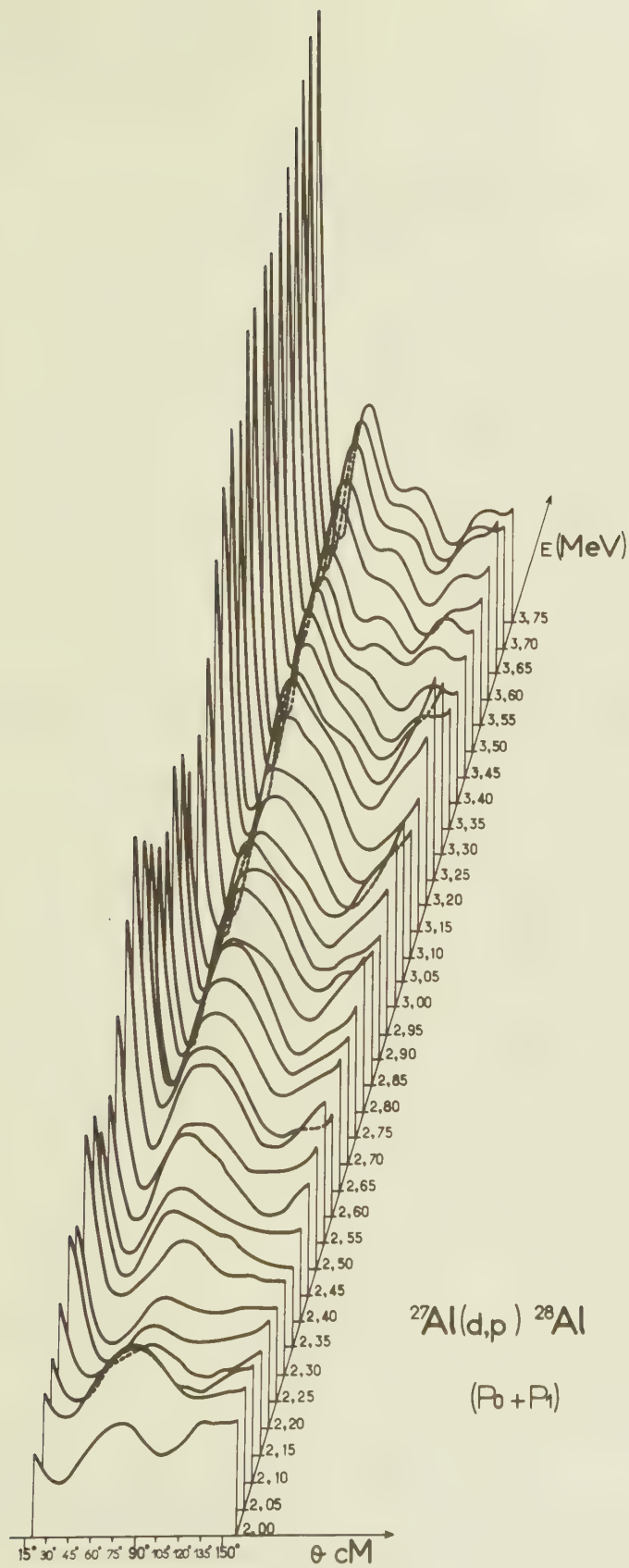


Figure 11 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p_{0,1})^{28}\text{Al}$.

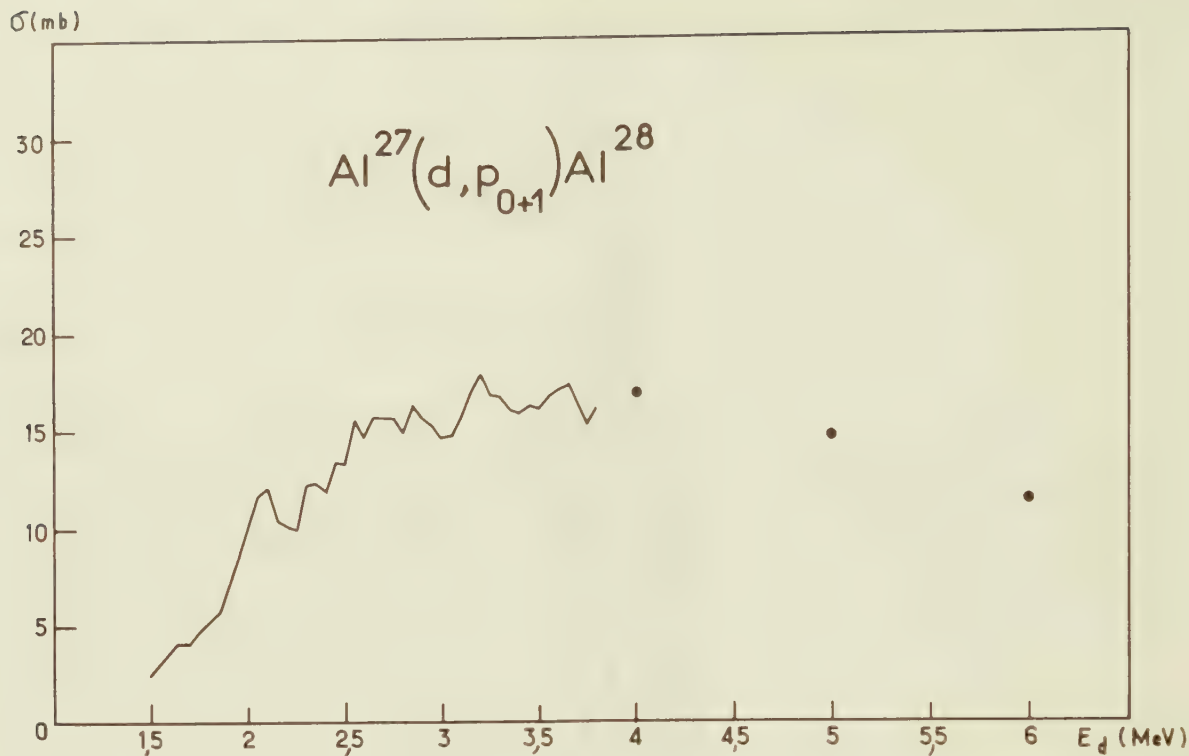


Figure 12 : $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$. Fonction d'excitation des sections efficaces intégrées entre 30° et 150° .

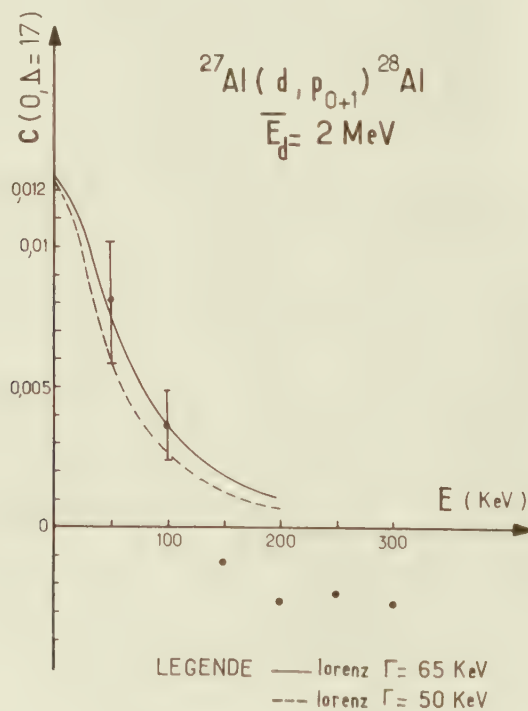


Figure 13 : $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$. Fonction de corrélation de la section efficace intégrée correspondant à l'intervalle d'énergie de deutons incidents de 1.50 à 2.50 MeV.

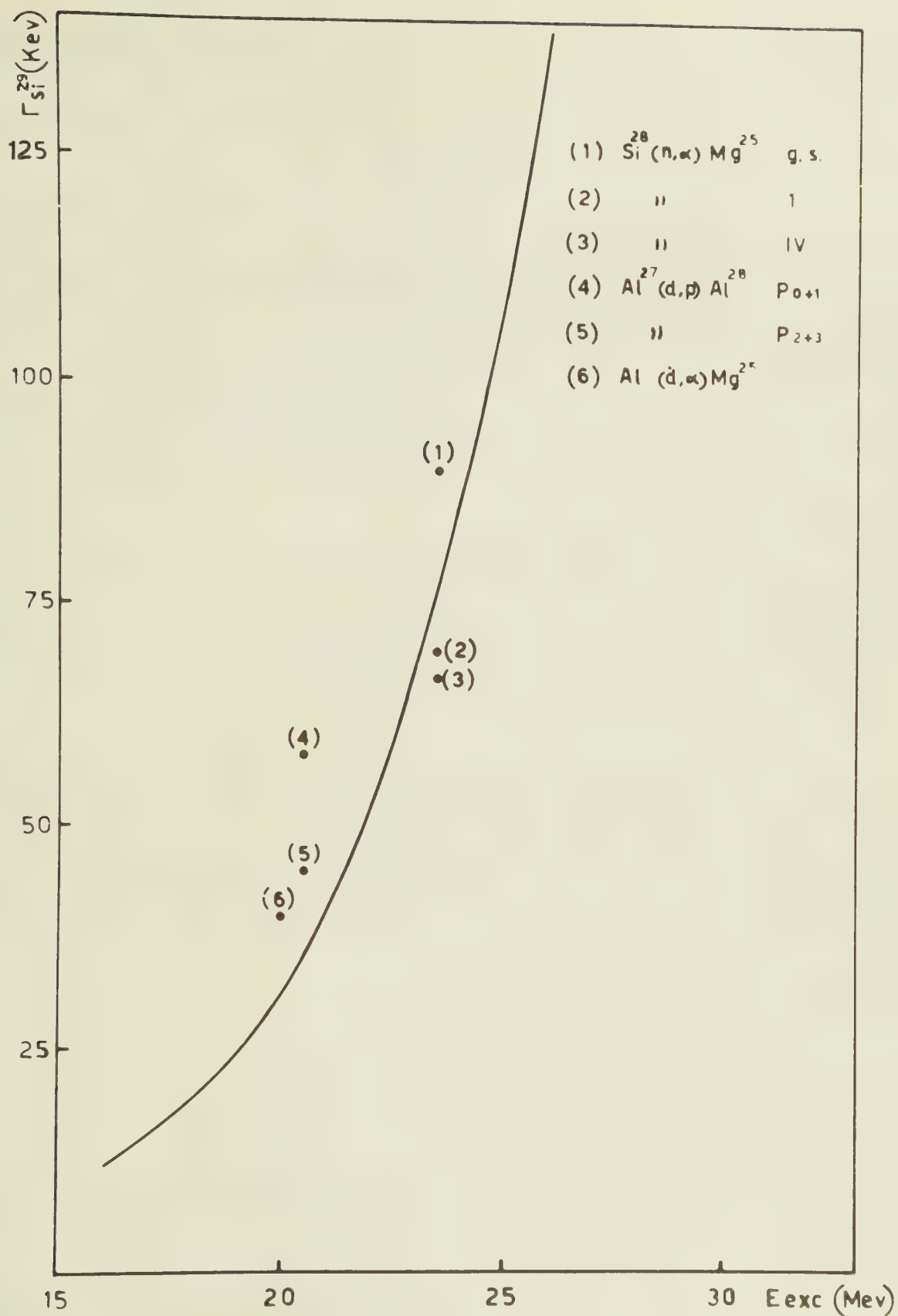


Figure 14 : Largeur de cohérence Γ obtenue dans le noyau composé ^{29}Si par diverses réactions.

largeur de cohérence Γ voisine de 65 keV (figure 13) pour une énergie d'excitation dans le noyau composé ^{20}Si de 19,8 MeV. Ce résultat est en accord avec les autres valeurs de Γ déterminées dans le même noyau composé formé dans d'autres voies de réaction (figure 14).

Cette stabilité de la fluctuation relative $R(0)$ ainsi que l'accord de la valeur de la largeur de cohérence Γ avec la valeur prévue par le modèle statistique donnent un sens très strict à la définition de nos sections efficaces moyennes expérimentales.

3/ Tentative de décomposition de la section efficace moyenne expérimentale en une partie directe et une partie statistique

L'étude de la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$ [11] avait permis de vérifier la validité des paramètres employés dans le calcul des sections efficaces de HAUSER-FESHBACH car nous avons obtenu un bon accord en valeur absolue entre sections efficaces théoriques et expérimentales. Nous pouvons donc avoir une certaine confiance dans le calcul des sections efficaces statistiques de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ qui possède évidemment, aux mêmes énergies de deutons incidents, les mêmes voies ouvertes que la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$. Par conséquent nous avons retranché de la fonction d'excitation des sections efficaces expérimentales moyennes intégrées de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$ (obtenues en valeur absolue) la fonction d'excitation de la section efficace de HAUSER-FESHBACH calculée pour ce même doublet. Nous nous proposons maintenant de montrer que l'on peut considérer cette différence comme la section efficace de stripping de la réaction (d, p) .

La section efficace différentielle de stripping est donnée, pour chacun des niveaux du doublet, par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,50 \frac{2J_f + 1}{2J_o + 1} \sum_{l_c s_j} S_{l_c s_j} q_{l_c s_j}(\theta)$$

où

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \vec{J}_o - \vec{J}_f && \text{différence de spin du noyau final et du noyau cible} \\ \vec{s} &= \vec{s}_d - \vec{s}_p && \text{différence des spins du deuton et du proton} \\ \vec{j} &= \vec{l}_c + \vec{s} && l_c \text{ est le moment angulaire de capture du nucléon} \end{aligned}$$

En fait, il n'y a qu'une seule triade lsj qui contribue à la réaction. Madame J. DELAUNAY a personnellement calculé la quantité $\sigma_{lsj}(\theta)$ pour les deux niveaux du doublet, ainsi que leur intégrale dans 4π stéradians qui permet d'obtenir la section efficace intégrée de stripping à l'aide de la copie de Saclay du programme T. SALLY. La quantité S_{lsj} est le facteur spectroscopique qui n'est, dans notre cas, qu'un facteur de normalisation. Nous ne pouvons pas prétendre mesurer un facteur spectroscopique à basse énergie en utilisant un calcul D.W.B.A. relativement simple appliqué à un noyau léger déformé. Pour le calcul théorique de la section efficace de stripping du doublet nous avons fait évidemment la somme des deux sections efficaces correspondant à chacun des niveaux du doublet.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des paramètres du modèle optique utilisés dans le code T. SALLY.

Deuteron

Rayon coulombien	$r_c = 1,50$ fermi
Potentiel réel	$\left\{ \begin{array}{l} V = -60 \text{ MeV} \\ r_o = 1,50 \text{ fermi} \\ a = 0,55 \text{ fermi} \end{array} \right.$
Forme de Woods-Saxon	
Potentiel imaginaire	
Forme de Woods-Saxon	$\left\{ \begin{array}{l} W = -16 \text{ MeV} \\ r_o = 1,50 \text{ fermi} \\ a = 0,55 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Proton

Rayon coulombien $r_c = 1,25$ fermi

Potentiel réel
Forme de Woods-Saxon $\left\{ \begin{array}{l} V = -52 \text{ MeV} \\ r_0 = 1,25 \text{ fermi} \\ a = 0,65 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Potentiel imaginaire
Dérivée de la forme
de Woods-Saxon par
rapport au rayon $\left\{ \begin{array}{l} W = -10 \text{ MeV} \\ r_0 = 1,25 \text{ fermi} \\ a = 0,47 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Potentiel réel d'interaction du neutron avec le noyau ^{27}Al

Potentiel réel
Forme de Woods-Saxon $\left\{ \begin{array}{l} V = -50,30 \text{ MeV} \\ r_0 = 1,25 \text{ fermi} \\ a = 0,65 \text{ fermi} \end{array} \right.$

De plus, dans ce calcul, nous avons pris un rayon de "cut-off" égal au rayon nucléaire : 3,80 fermis.

Pour les sections efficaces intégrées dans 4π stéradians la comparaison de la fonction d'excitation de la section efficace théorique de stripping avec la différence entre la fonction d'excitation moyenne expérimentale et la fonction d'excitation de HAUSER-FESHBACH montre bien, comme on peut le voir sur la figure 15, la même variation en fonction de l'énergie des deutons incidents. Nous en avons déduit un coefficient de normalisation moyen de 0,33 qui est une valeur raisonnable pour un tel calcul D.W.B.A.

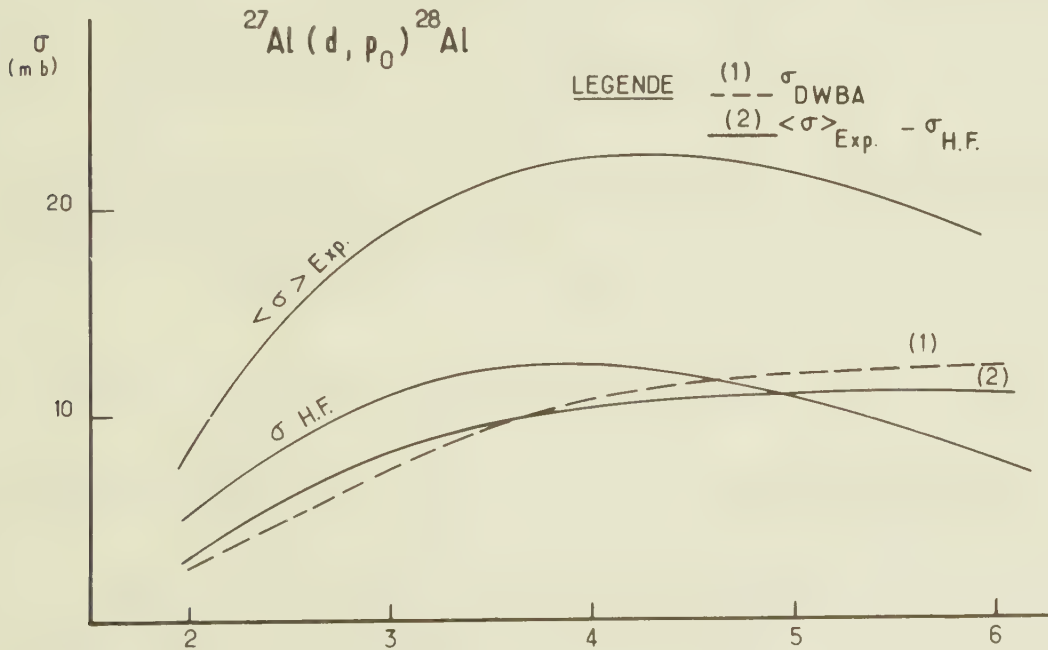


Figure 15 : $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$. Sections efficaces moyennes expérimentales et théoriques intégrées dans 4π stéradian.

En utilisant, à tous les angles et toutes les énergies, le facteur de normalisation de 0,33 déterminé précédemment, nous avons fait l'hypothèse que la section efficace théorique pouvait s'écrire sous la forme :

$$\langle \sigma(\theta) \rangle_{\text{theor}} = \sigma_{\text{D.W.B.A.}}(\theta)_{\text{normalisé}} + \overline{\sigma_{\text{H.F.}}(\theta)}$$

La figure 16 montre une vue tridimensionnelle de nos résultats où nous pouvons voir l'excellent accord entre les distributions angulaires théoriques ainsi calculées et les distributions angulaires expérimentales. Sur un petit intervalle d'énergie (1 MeV) la variation de la section efficace expérimentale moyenne $\langle \sigma(\theta) \rangle_{\text{exp}}$ étant linéaire nous avons pris comme distribution angulaire moyenne au milieu de l'intervalle la moyenne arithmétique des distributions angulaires. Les distributions angulaires correspondant aux trois énergies de deuton 4, 5 et 6 MeV ne sont pas des distributions angulaires moyennes mais des distributions angulaires individuelles. Leur décomposition en deux parties n'est valable que dans la mesure où, à de telles énergies, la fluctuation est faible, en particulier parce que la contribution du mécanisme de stripping à la section efficace totale est importante. On peut alors considérer que ces distributions angulaires s'écartent peu de leur valeur moyenne à l'énergie correspondante.

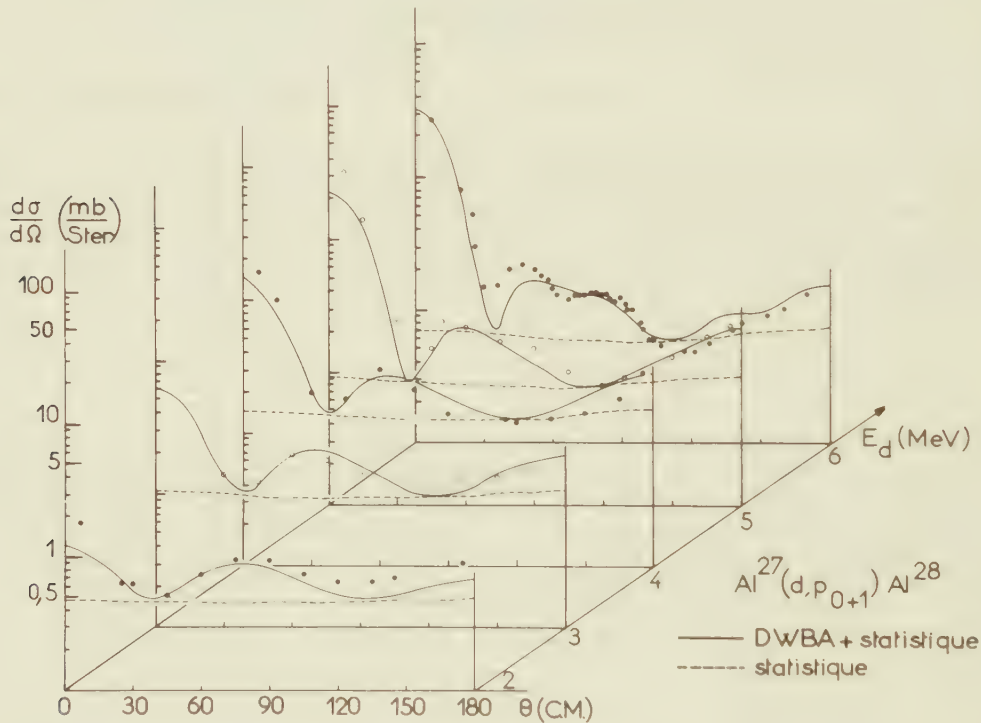


Figure 16 : $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$. Distributions angulaires moyennes expérimentales et théoriques.

Nous voyons qu'à basse énergie, dans les réactions (d, p), le nivellement des minimums très profonds des sections efficaces de stripping est dû à la contribution du mécanisme statistique à la réaction.

4/ Répercussion de la séparation des mécanismes sur l'analyse de la fluctuation

Nous avons comparé les fluctuations expérimentales déterminées dans l'intervalle de 2 à 3,5 MeV avec les valeurs calculées à l'aide de la formule (5.2). Dans le cas d'un doublet cette formule s'écrit :

$$R_{0+1}(\epsilon) = \frac{1}{(\epsilon_0^2 + \epsilon_1^2)^2} \left\{ \epsilon_0^2 R_0^{\text{stat}}(\epsilon) (1 - y_{00}^2) + \epsilon_1^2 R_1^{\text{stat}}(\epsilon) (1 - y_{10}^2) \right\}$$

La figure 17 montre un assez bon accord entre la théorie et l'expérience assurant la cohérence interne de notre analyse de section efficace.

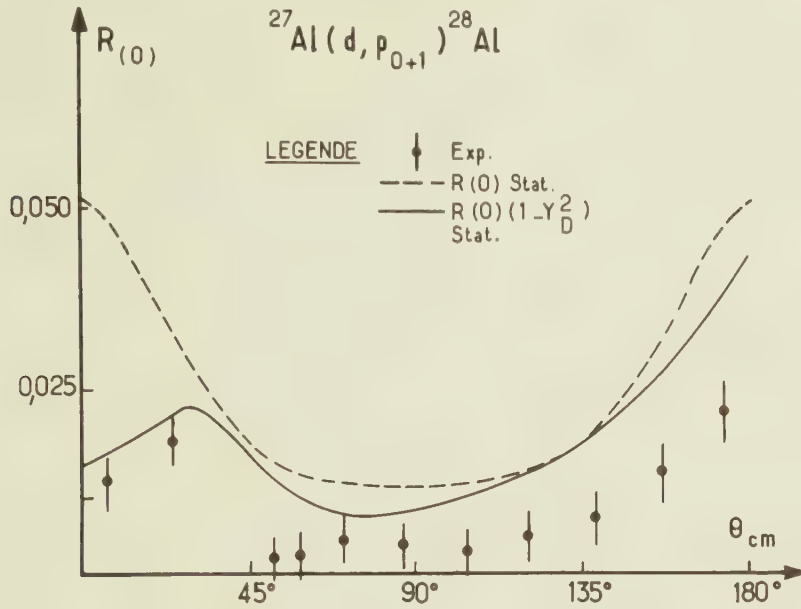


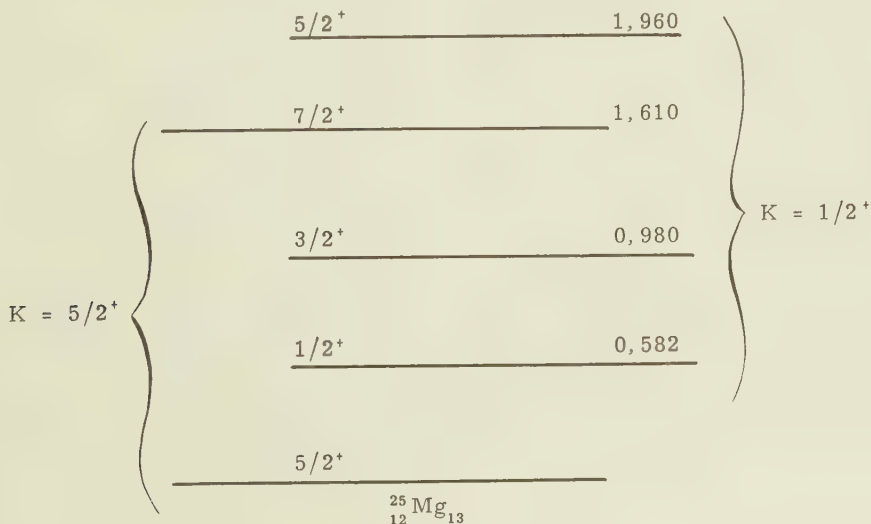
Figure 17 : $^{27}\text{Al}(d, p_{0+1})^{28}\text{Al}$. Variation de la corrélation relative en fonction de l'angle θ_{cm} . Les valeurs expérimentales sont déterminées dans l'intervalle 2,35-3,75 MeV - $R(0)$ stat. est calculé à 3 MeV.

Nous avons déjà présenté une partie de ce travail sur la décomposition des sections efficaces de stripping (d, p) au 51ème Congrès de la Société Italienne de Physique (novembre 1965), ainsi qu'au Colloque sur les Noyaux Légers organisé par la Société Française de Physique à la Faculté des Sciences de Lyon (janvier 1966).

B - La réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$.

1/ Généralités

Quand nous avons entrepris l'étude de cette réaction nous savions que ^{24}Mg et ^{25}Mg sont des noyaux déformés. Le spectre des premiers niveaux de ^{25}Mg a été bien étudié [27], les spins et les parités sont connus et les bandes de rotation ont été identifiées comme le montre le schéma ci-dessous.



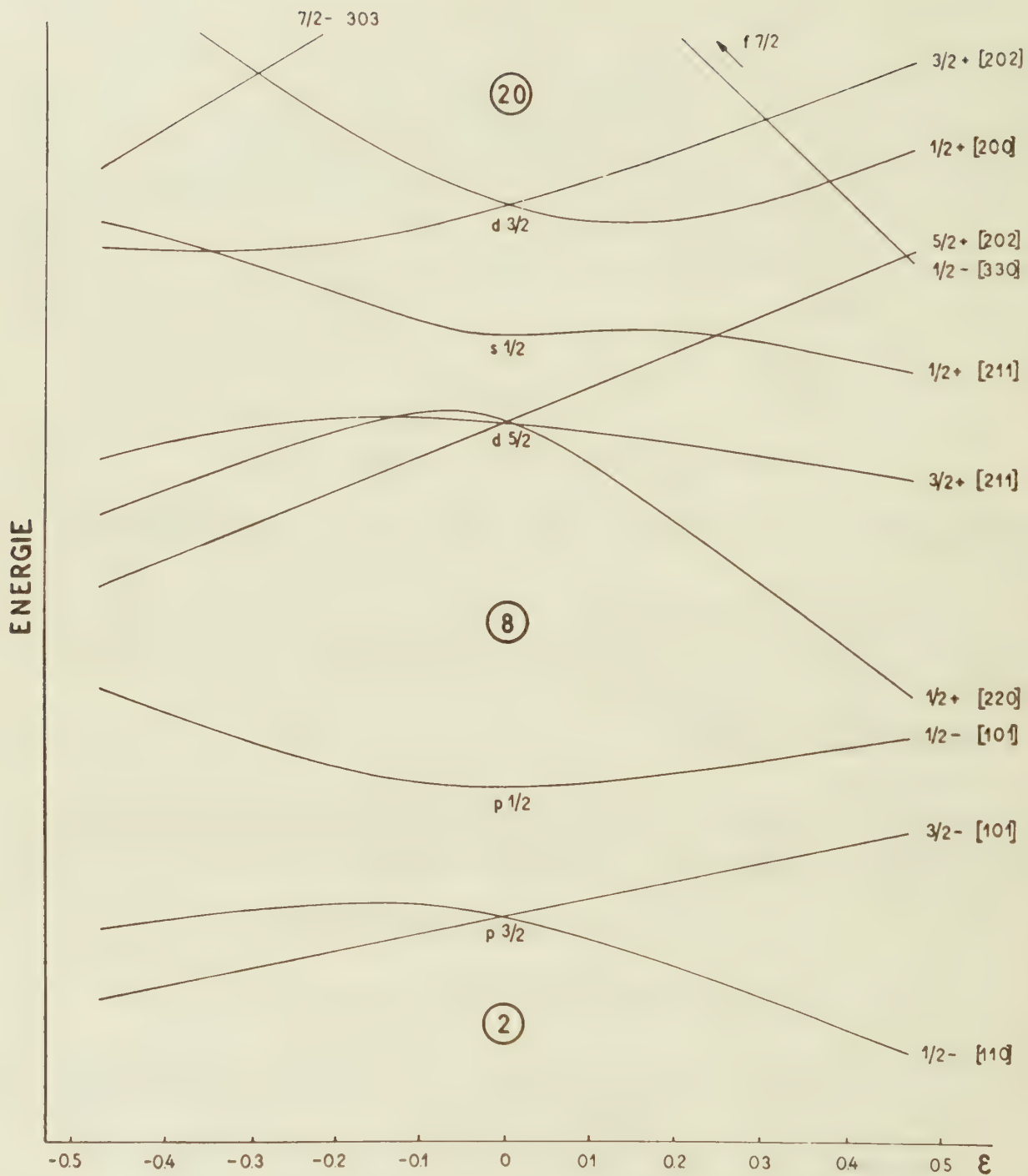


Figure 18 : Diagramme de NILSSON - ϵ est l'excentricité du puits de potentiel ellipsoïdal.

De la connaissance du moment quadrupolaire de ^{24}Mg , $Q = \frac{4}{5} Z R_0^2 \epsilon$ (où $\epsilon = \Delta R/R_0$) nous tirons la valeur du paramètre de déformation qui est 0,230. Le diagramme de l'oscillateur harmonique déformé à symétrie axiale (figure 18) explique alors parfaitement la position relative de ces deux premières bandes de rotation si l'on considère ^{25}Mg comme un coeur ^{24}Mg déformé avec un seul neutron au dehors de ce coeur ; pour la bande $K = 5/2^+$ ce treizième neutron célibataire est dans l'orbite déformée correspondant à la couche $(1d_{5/2})$ pour la bande $K = 1/2^+$, ce treizième neutron est dans l'orbite déformée correspondant à la couche $(2s_{1/2})$ [28].

Dans ce schéma de NILSSON, la bande $K = 5/2^+$ est la composante d'un seul état pur $(1d_{5/2})$ d'une base sphérique quelconque du modèle en couches, mais il n'en est pas de même de la bande $K = 1/2^+$ qui a trois composantes :

$$|K = 1/2^+ \rangle = 0,53 \varphi_{1/2}^{1/2} - 0,68 \varphi_{1/2}^{3/2} + 0,51 \varphi_{1/2}^{5/2}$$

Nous devons dire qu'un calcul Hartree-Fock "self-consistant" de KELSON et LEVINSON [29] conduit aux mêmes conclusions pour ce noyau tant pour l'écart en énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau excité que pour la forme de la fonction d'onde du niveau $K = 1/2^+$:

$$|K = 1/2^+ \rangle = 0,58 \varphi_{1/2}^{1/2} - 0,39 \varphi_{1/2}^{3/2} + 0,71 \varphi_{1/2}^{5/2}$$

Nous reviendrons plus loin sur ce point dans l'interprétation de nos résultats.

Nous avons mesuré, pour cette réaction, une série de sections efficaces différentielles exploitables de 24° à 165° , avec un pas en énergie de 60 keV de 4,500 à 6,120 MeV pour le niveau fondamental de ^{25}Mg et les quatre premiers niveaux excités. Nous appellerons respectivement p_0 , p_1 , p_2 , p_3 , p_4 les différents groupes de protons aboutissant aux niveaux cités ci-dessus. Les figures 19 à 23 donnent une vue tridimensionnelle de nos résultats. Les distributions angulaires présentent une allure générale de stripping excepté pour le groupe p_3 . Les sections efficaces différentielles, comme les sections intégrées dans 4π stéradian, varient rapidement et fortement avec l'énergie (figures 24, 25) ce qui indique la présence non négligeable du mécanisme statistique.

2/ Définition des sections efficaces moyennes expérimentales et identification des fluctuations

Pour définir les courbes expérimentales moyennes nous avons utilisé le critère de la stabilité de la fluctuation relative $R(0)$ en fonction de l'intervalle de définition de la moyenne, comme nous l'avons expliqué au chapitre IV. Ne disposant que de 28 points pour nos fonctions d'excitation, nous avons dû utiliser la méthode du lissage des points expérimentaux par un développement en série de polynômes de Legendre.

Les fonctions de corrélation $R(\epsilon)$ correspondant aux courbes moyennes qui donnent une valeur de la fluctuation relative $R(0)$ située sur le plateau des courbes de $R(0)$ en fonction de $\Delta E/e$ (voir figure 26) nous fournissent des largeurs de cohérence de 50 à 70 keV suivant les différents groupes de protons. Cette largeur de cohérence de (60 ± 10) keV est en accord avec la valeur calculée par la théorie des fluctuations statistiques.

La fluctuation relative $R(0)$ est beaucoup plus faible que celle prévue par le modèle statistique, ce qui est d'ailleurs en parfait accord avec la théorie des fluctuations statistiques de sections efficaces en présence d'une contribution directe au mécanisme de la réaction.

Nous allons maintenant essayer d'évaluer les contributions respectives des deux mécanismes à la réaction. Pour cela nous allons analyser les distributions angulaires. Seule la distribution angulaire moyenne statistique est calculable. Par conséquent, pour nous libérer des effets des fluctuations sur la forme des distributions angulaires, nous devons analyser les distributions angulaires moyennes. Comme l'analyse précédente a montré que la moyenne arithmétique n'est pas une mauvaise approximation, les distributions angulaires moyennes ont été calculées de cette façon.

3/ Séparation de la section efficace moyenne en deux composantes

a) Calcul de la section efficace de stripping à l'aide du programme T. SALLY.

Dans le but de comparer la section efficace expérimentale directe à la section efficace théorique de stripping de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ nous nous sommes adressés à Madame J. DELAUNAY qui a personnellement fait les calculs théoriques à l'aide de la copie de Saclay du code T. SALLY de D.W.B.A.

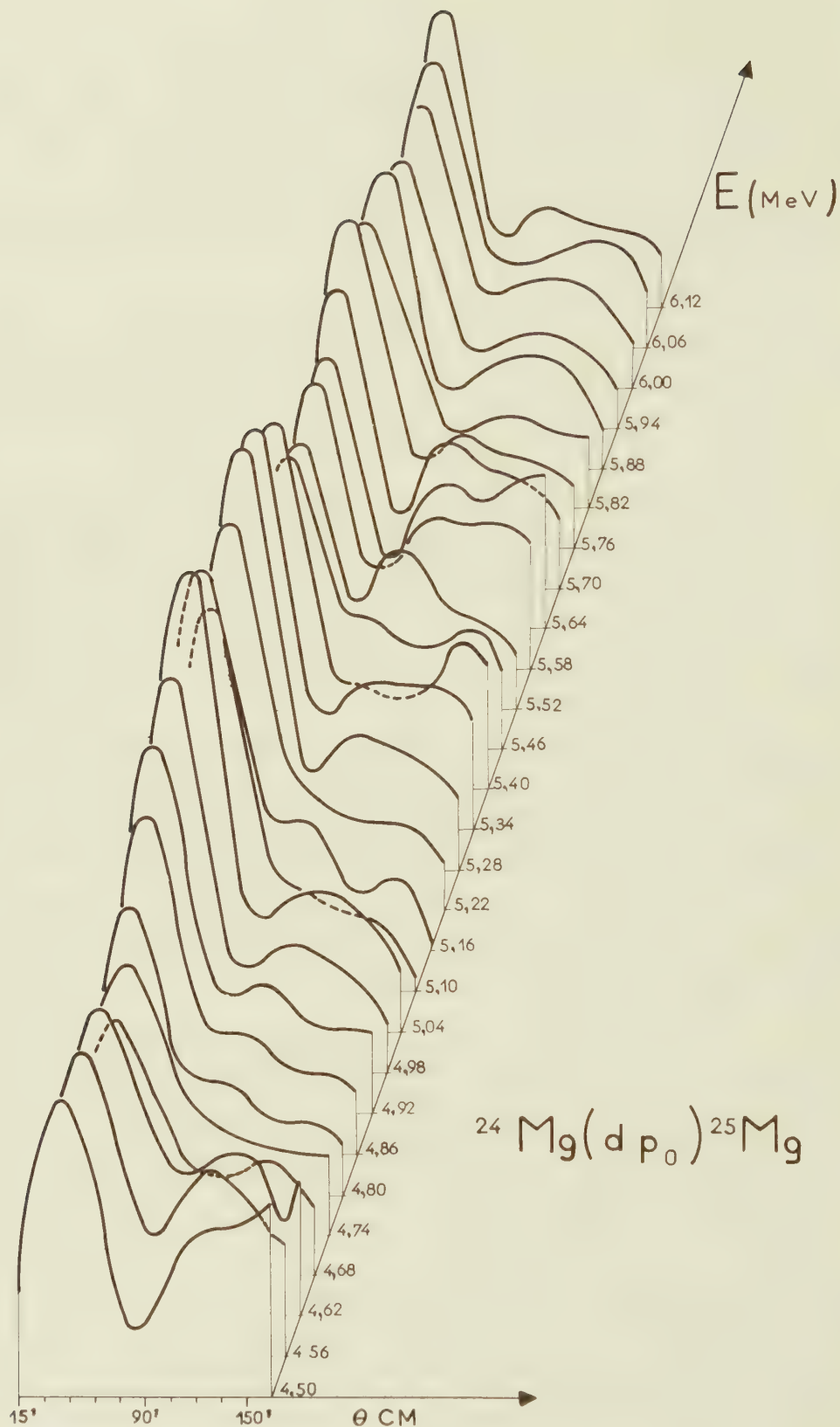


Figure 19 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_0)^{25}\text{Mg}$.

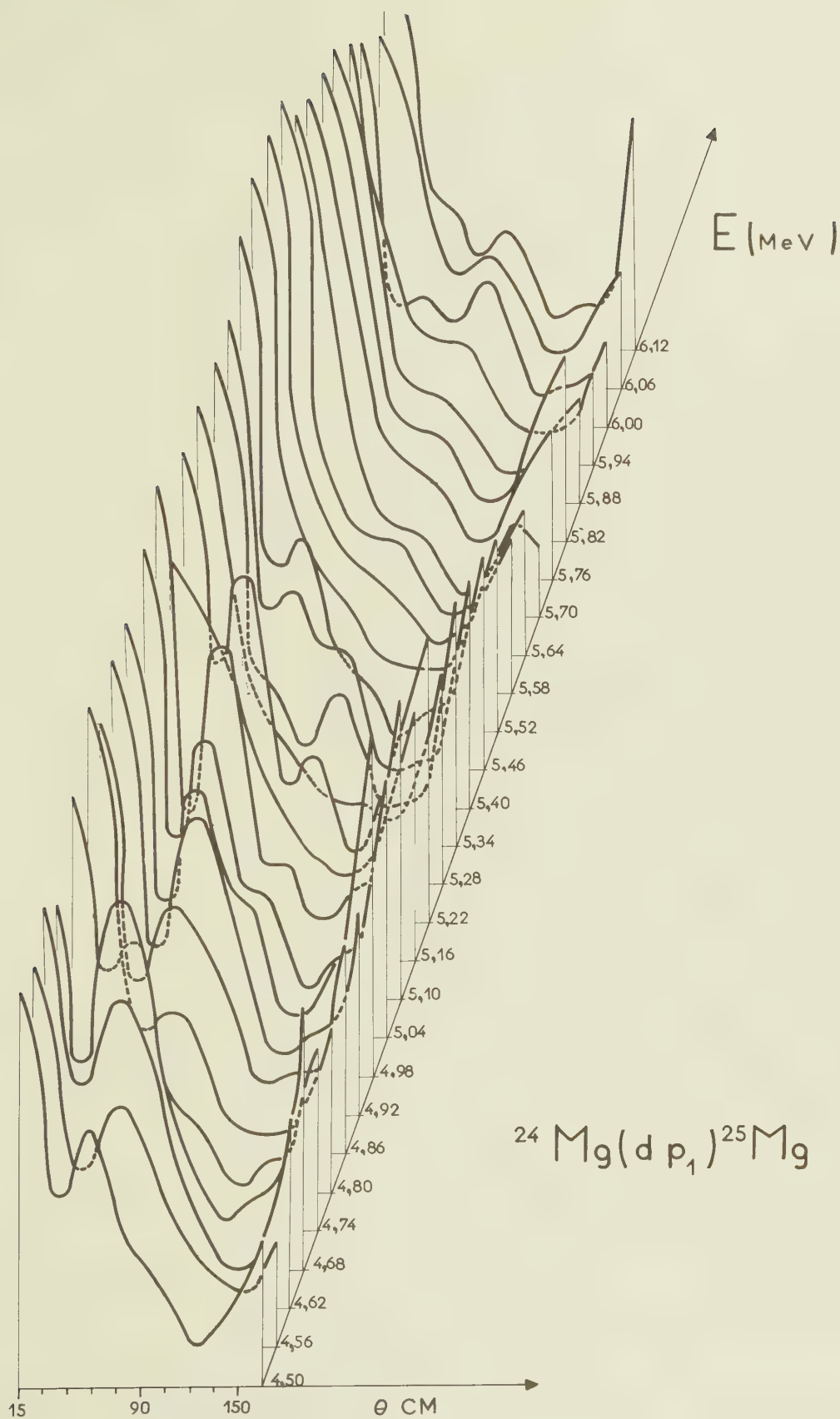


Figure 20 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_1)^{25}\text{Mg}$.

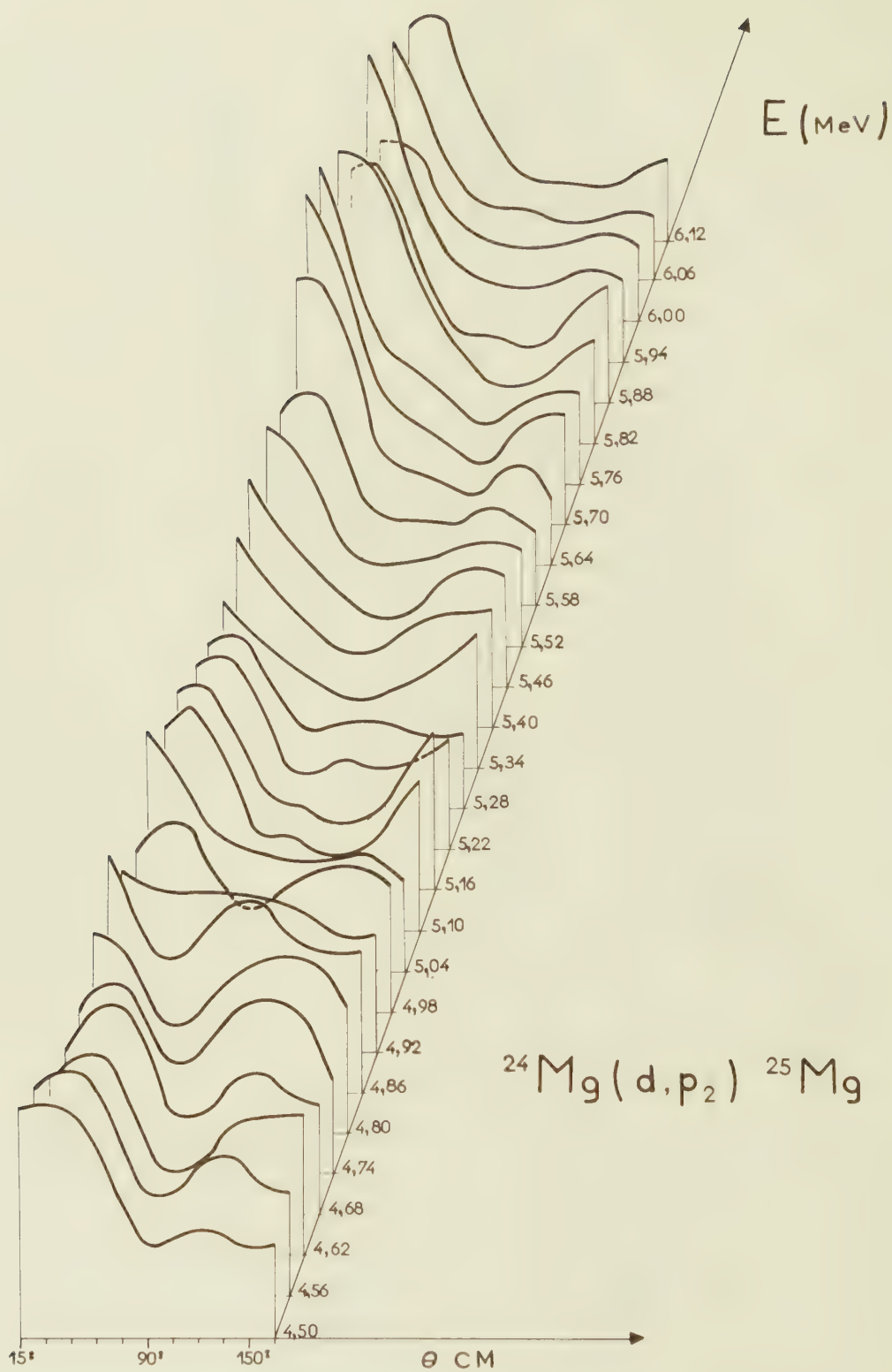


Figure 21 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_2) ^{25}\text{Mg}$.

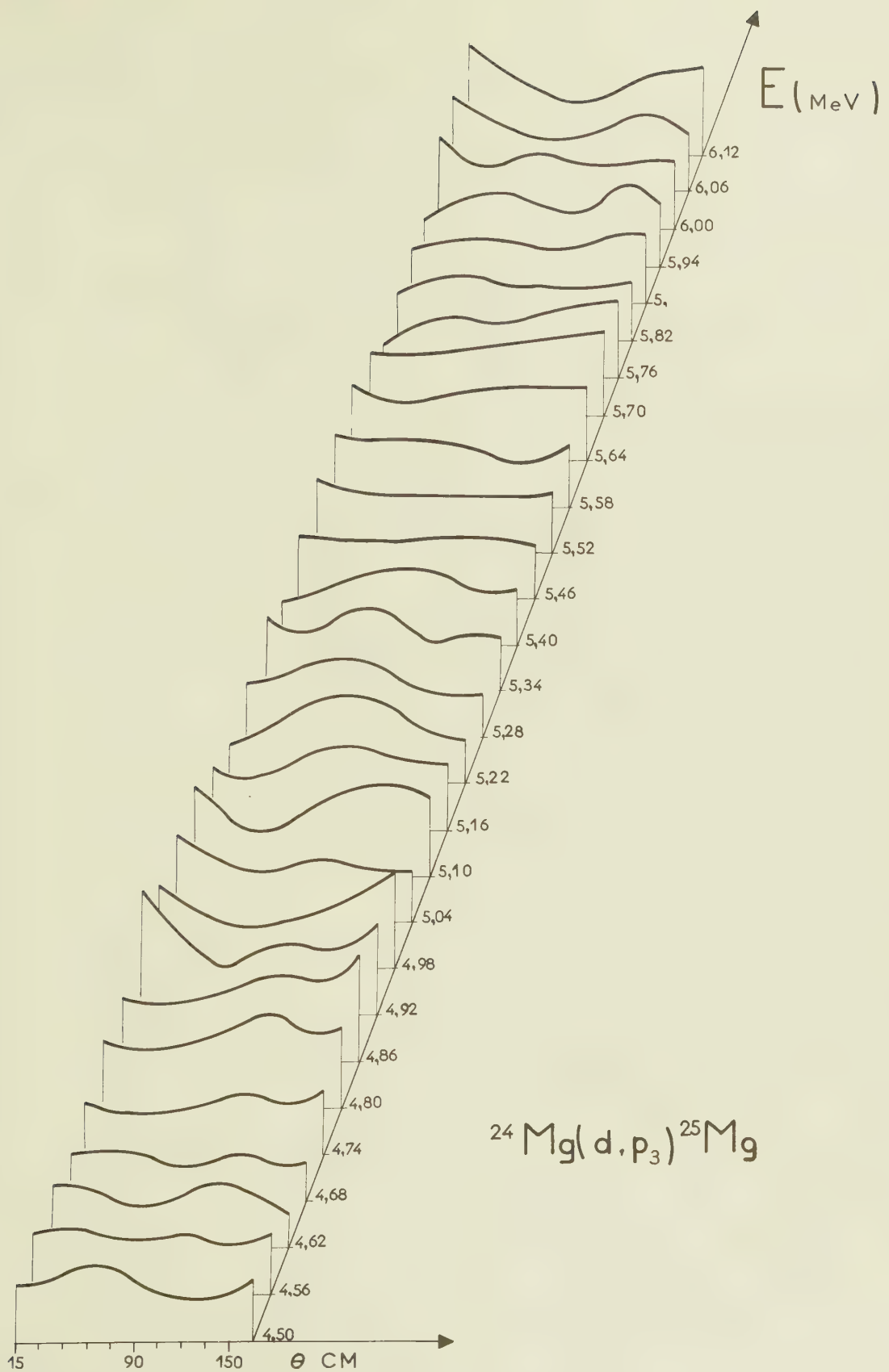


Figure 22 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_3)^{25}\text{Mg}$.

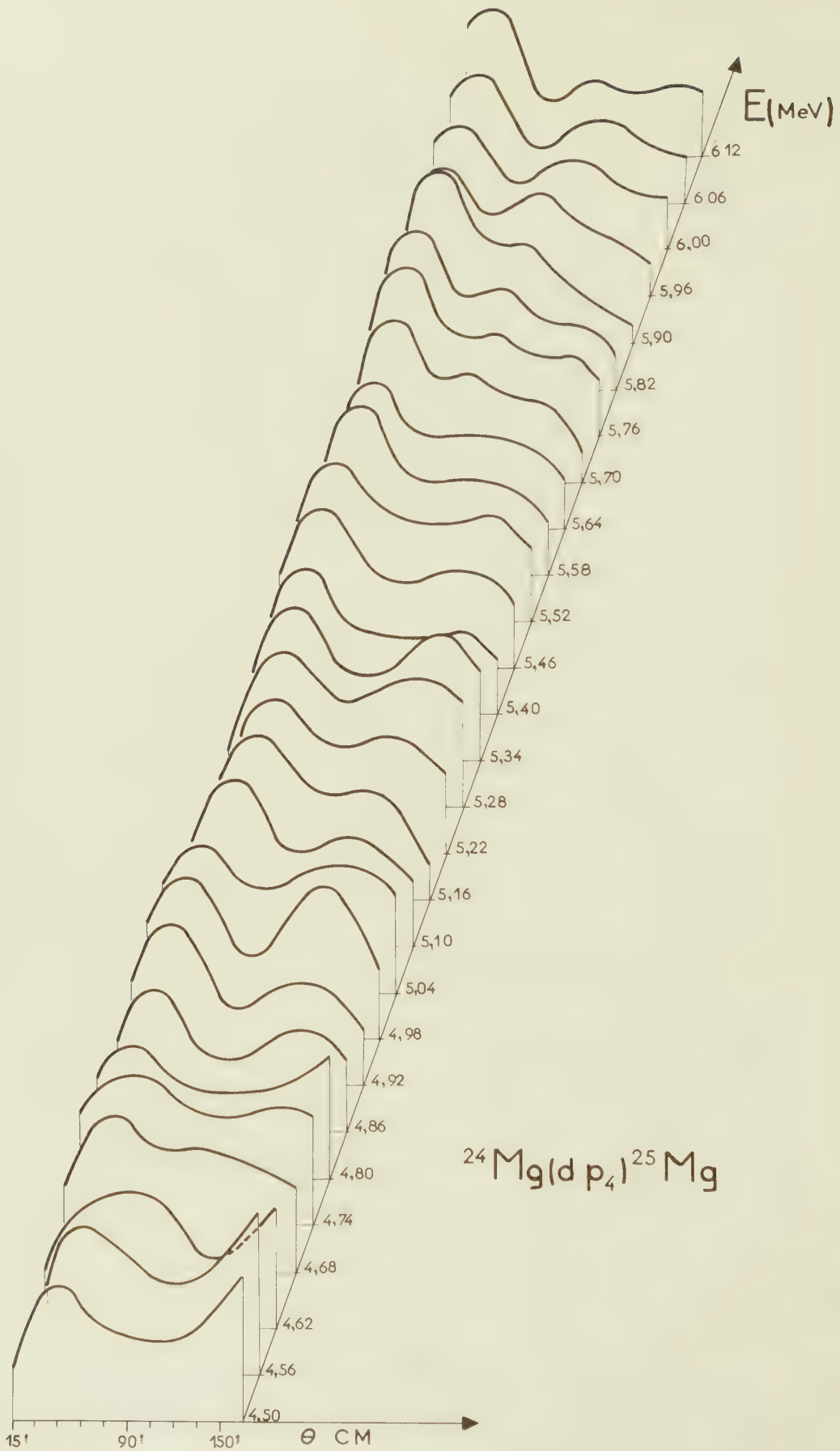
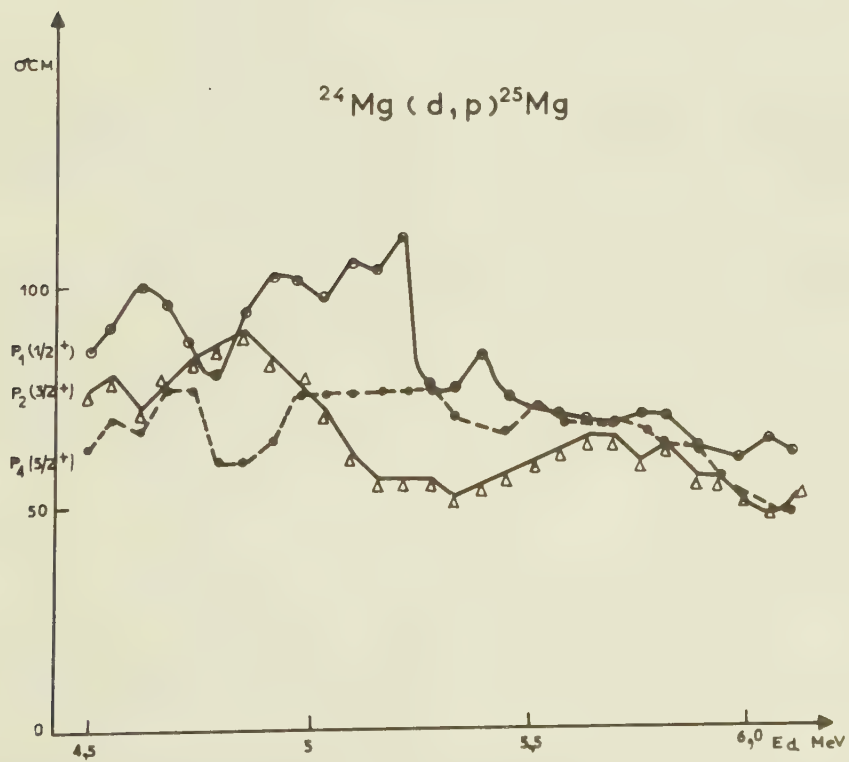
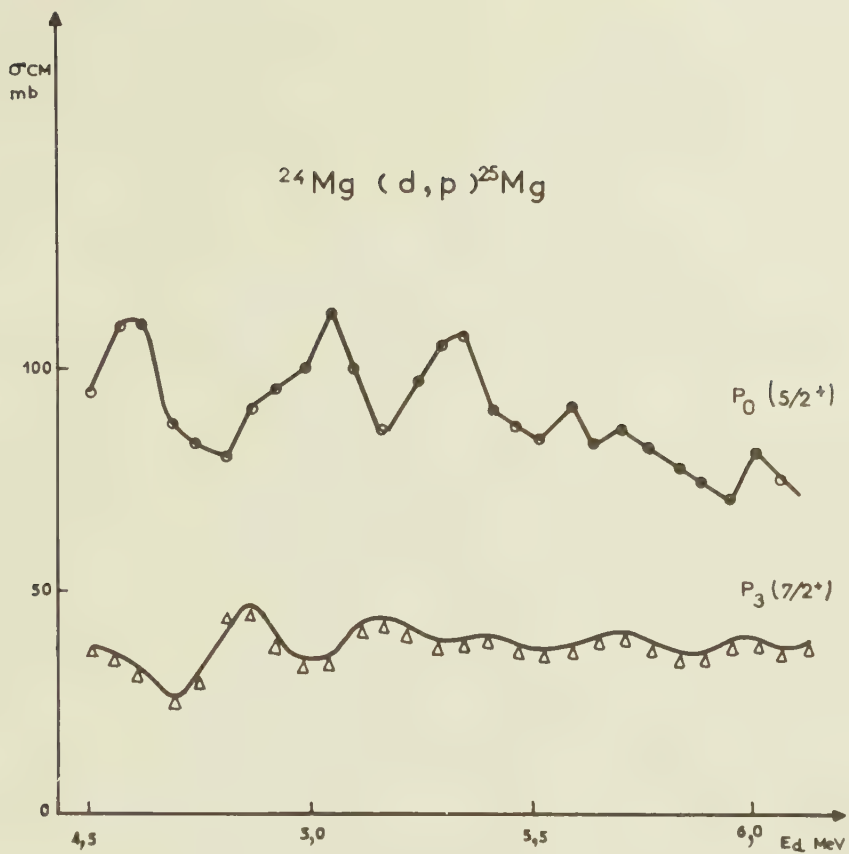


Figure 23 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_4)^{25}\text{Mg}$.



Figures 24 et 25 : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. Fonctions d'excitation des sections efficaces intégrées.

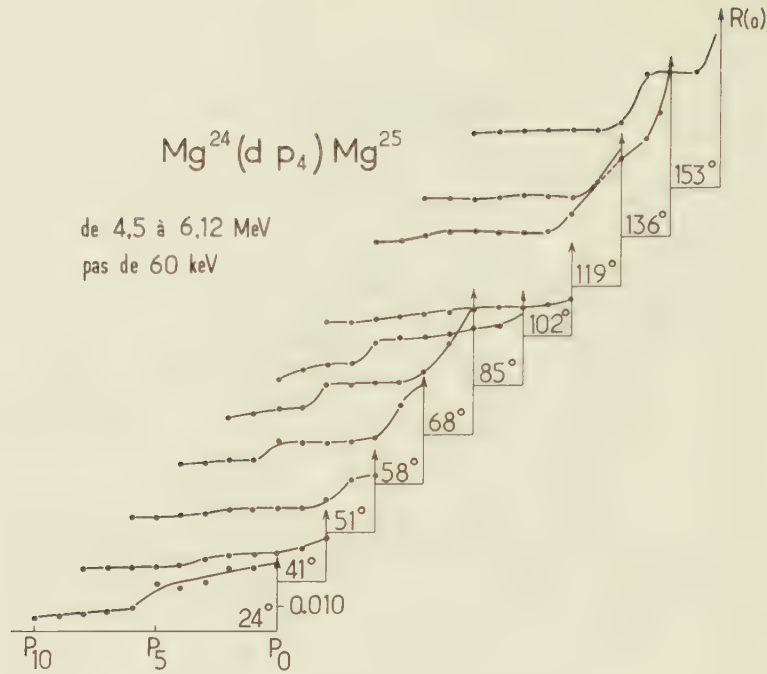


Figure 26 : $^{24}\text{Mg}(d, p_4)^{25}\text{Mg}$. Variation de $R(0)$ en fonction de l'ordre du développement en série de polynômes de Legendre pour la définition de la section efficace moyenne.

Avant de passer en revue les paramètres utilisés par le code pour le calcul de nos réactions, nous allons nous arrêter sur le problème lié à l'emploi d'un code de ce type lorsque l'on a affaire à des noyaux déformés.

α) Règle de sélection liée aux réactions de stripping dans le cas où la particule est capturée dans un état de particules indépendantes du modèle en couches.

Lorsque l'on utilise un code D.W.B.A. du type T. SALLY qui suppose implicitement, dans une réaction de stripping, le nucléon capturé dans une orbite du modèle en couches, la fonction d'onde du nucléon capturé est imposée d'une part par les règles d'addition vectorielles des moments angulaires mis en jeu dans la réaction, d'autre part par les règles de remplissage du modèle en couches appliquées au noyau final.

Si J_0 est le spin du noyau-cible, J_f le spin du noyau final, l_c le moment angulaire de l'orbite où le nucléon de spin $S_c = 1/2$ est capturé, nous avons pour les moments angulaires la relation suivante :

$$\vec{J}_f = \vec{J}_0 + \vec{l}_c + \vec{S}_c$$

qui entraîne :

$$|\vec{J}_0 + \vec{J}_f + \vec{S}_c|_{\min} \leq l_c \leq J_0 + J_f + S_c$$

La valeur de l_c , qui contribue en fait à la section efficace, est la plus petite permise par la conservation de la parité.

Par conséquent, dans le cas d'une réaction (d, p) sur le noyau-cible, ^{24}Mg de spin 0^+ , sachant que les seuls états de particules indépendantes de parité paire non occupés pour ^{24}Mg , sont : $(1d_{5/2})$, $(2s_{1/2})$, $(1d_{3/2})$ et beaucoup plus haut en énergie $(1g_{9/2})$ et $(1g_{7/2})$ etc..., nous avons le tableau suivant :

J_f	l_c	n	désignation de la fonction d'onde
1/2	0	2	$2s_{1/2}$
3/2	2	1	$1d_{3/2}$
5/2	2	1	$1d_{5/2}$
7/2	4	1	$1g_{7/2}$

où n est le nombre quantique principal c'est-à-dire le nombre de noeuds de la fonction d'onde radiale.

β) Calcul effectué.

Les calculs ont été effectués avec le code T. SALLY en considérant les états intrinsèques de l'état fondamental et du premier niveau excité comme des états sphériques du modèle en couches ($1d_{5/2}$) et ($2s_{1/2}$). Pour les autres niveaux, qui sont des états excités de bandes de rotation, un calcul D.W.B.A., a priori, a peu de valeur. Le niveau 3/2 de la bande $K = 1/2^+$ n'est pas le niveau de particules indépendantes ($1d_{3/2}$) du modèle en couches bien que sa fonction d'onde en ait une composante. On peut faire le même raisonnement pour le niveau 5/2 de la même bande. Quant à l'état 7/2 il n'a rien à voir avec l'état ($1g_{7/2}$) situé beaucoup plus haut en énergie. On ne pourrait donc pas atteindre le niveau 7/2 par une réaction de stripping, c'est ce qui a été constaté par plusieurs auteurs, comme nous le verrons plus loin.

Le potentiel d'interaction du neutron capturé avec le coeur du noyau résiduel est un potentiel réel de Wood-Saxon dont la profondeur est calculée par le programme afin de lier correctement le neutron capturé dans son orbite. Il s'agit en fait d'un calcul itératif dans lequel on calcule la fonction d'onde du neutron capturé. La profondeur de ce puits a été calculée en prenant, pour la fonction d'onde radiale, une solution ayant le même nombre de noeuds que celle de l'état du modèle en couches dans lequel le neutron est capturé, comme il a été expliqué plus haut.

Le puits de potentiel d'interaction est de la forme de Woods-Saxon $f(r) = \frac{1}{1 + e^{(R-r)/a}}$ où $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,25$ fermi et $a = 0,65$ fermi.

Le tableau suivant, dans la colonne Saclay, donne les profondeurs de puits de potentiel U_n calculées par le programme. On peut les comparer avec celles reportées dans la colonne Oxford et qui ont été utilisées par B. BUCK et P.E. HODGSON [30] pour interpréter les distributions angulaires de la même réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ mesurées par B. MIDDLETON et S. HINDS [31] avec des deutons de 10,1 MeV.

Energie d'excitation (MeV)	Spin	Energie de liaison du neutron capturé	Saclay			Oxford		
			n	l	U_n	n	l	U_n
Bande $K = 5/2^+$								
0	$5/2^+$	7,330	1	2	- 51,88	1	2	- 47,3
1,610	$7/2^+$	5,720	1	4		1	4	
Bande $K = 1/2^+$								
0,582	$1/2^+$	6,750	2	0	- 51,56	2	0	- 46,9
0,980	$3/2^+$	6,350	1	2	- 50,86	1	2	- 45,6
1,960	$5/2^+$	5,370	1	2	- 48,29	1	2	- 43,9

Bilan énergétique de la réaction (d, p) $Q = 5,106$ MeV

Dans les voies de diffusion de protons et de deutons les paramètres du modèle optique sont donnés par le tableau suivant :

Deuton

Rayon coulombien $r_c = 1,50$ fermi

Potentiel réel
Forme de Woods-Saxon $\left\{ \begin{array}{l} V = - 55 \text{ MeV} \\ r_o = 1,50 \text{ fermi} \\ a = 0,55 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Potentiel imaginaire
Forme de Woods-Saxon $\left\{ \begin{array}{l} W = - 14 \text{ MeV} \\ r_o = 1,50 \text{ fermi} \\ a = 0,55 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Proton

Rayon coulombien $r_c = 1,25$ fermi

Potentiel réel
Forme de Woods-Saxon $\left\{ \begin{array}{l} V = - 53 \text{ MeV} \\ r_o = 1,27 \text{ fermi} \\ a = 0,66 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Potentiel imaginaire
Dérivée de la forme
de Woods-Saxon par
rapport au rayon $\left\{ \begin{array}{l} W = - 6,6 \text{ MeV} \\ r_o = 1,20 \text{ fermi} \\ a = 0,66 \text{ fermi} \end{array} \right.$

Nous n'avons pas utilisé de rayon de "cut-off" dans le calcul D.W.B.A. de nos sections efficaces de stripping pour ^{24}Mg .

b) Calcul théorique de la section efficace statistique.

Nous avons calculé les sections efficaces statistiques avec le programme HAUSER-FESHBACH que nous avons décrit au chapitre III. Les paramètres du modèle optique utilisés sont ceux communément admis dans cette région et la formule de densité de niveau employée est dérivée de celle de CAMERON avec un terme de spin "cut-off". Les paramètres que nous avons utilisés nous avaient donné un bon accord entre les sections efficaces calculées et mesurées de la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$ [11].

La figure 27 montre les sections efficaces différentielles statistiques calculées avec ce programme.

c) Comparaisons des sections efficaces théoriques et expérimentales.

R. MIDDLETON et S. HINDS [31] avaient déjà remarqué que le troisième niveau excité du noyau résiduel ^{25}Mg , qui est en fait le second niveau excité de la bande de l'état fondamental $K = 5/2^+$, n'était pas excité par la réaction de stripping $^{24}\text{Mg}(d, p_3)^{25}\text{Mg}$ produite par des deutons incidents de 10,1 MeV. G. BRUGE et al [32] ont montré que ce niveau était très fortement excité par la réaction $^{25}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{25}\text{Mg}$ et très peu par la réaction $^{24}\text{Mg}(\alpha, ^3\text{He})$. Ceci met bien en évidence la nature très collective de ce niveau. Par conséquent, nous pouvons raisonnablement admettre qu'à l'énergie où nous sommes, seul le mécanisme statistique contribue à la réaction.

Ayant mesuré toutes nos sections efficaces en valeur absolue nous avons observé un désaccord d'un facteur 2 environ entre la section efficace expérimentale et la section efficace théorique statistique de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p_3)^{25}\text{Mg}$ que nous considérons essentiellement comme statistique. Nous savons que la formule de HAUSER-FESHBACH calcule correctement les intensités relatives des différents groupes de particules sortantes, mais peut donner une erreur importante sur la valeur absolue des sections efficaces. Cette erreur pouvant atteindre un facteur 2 est due à l'incertitude sur les densités de niveaux. Nous avons donc normalisé à 5,250 MeV (milieu de notre intervalle de mesure) la section efficace statistique du groupe p_3 , calculée avec les paramètres utilisés pour la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$, et la section efficace expérimentale moyenne, obtenue en valeur absolue. Nous avons appliqué le coefficient de normalisation ainsi obtenu : 0,54 aux sections efficaces statistiques calculées pour les autres groupes.

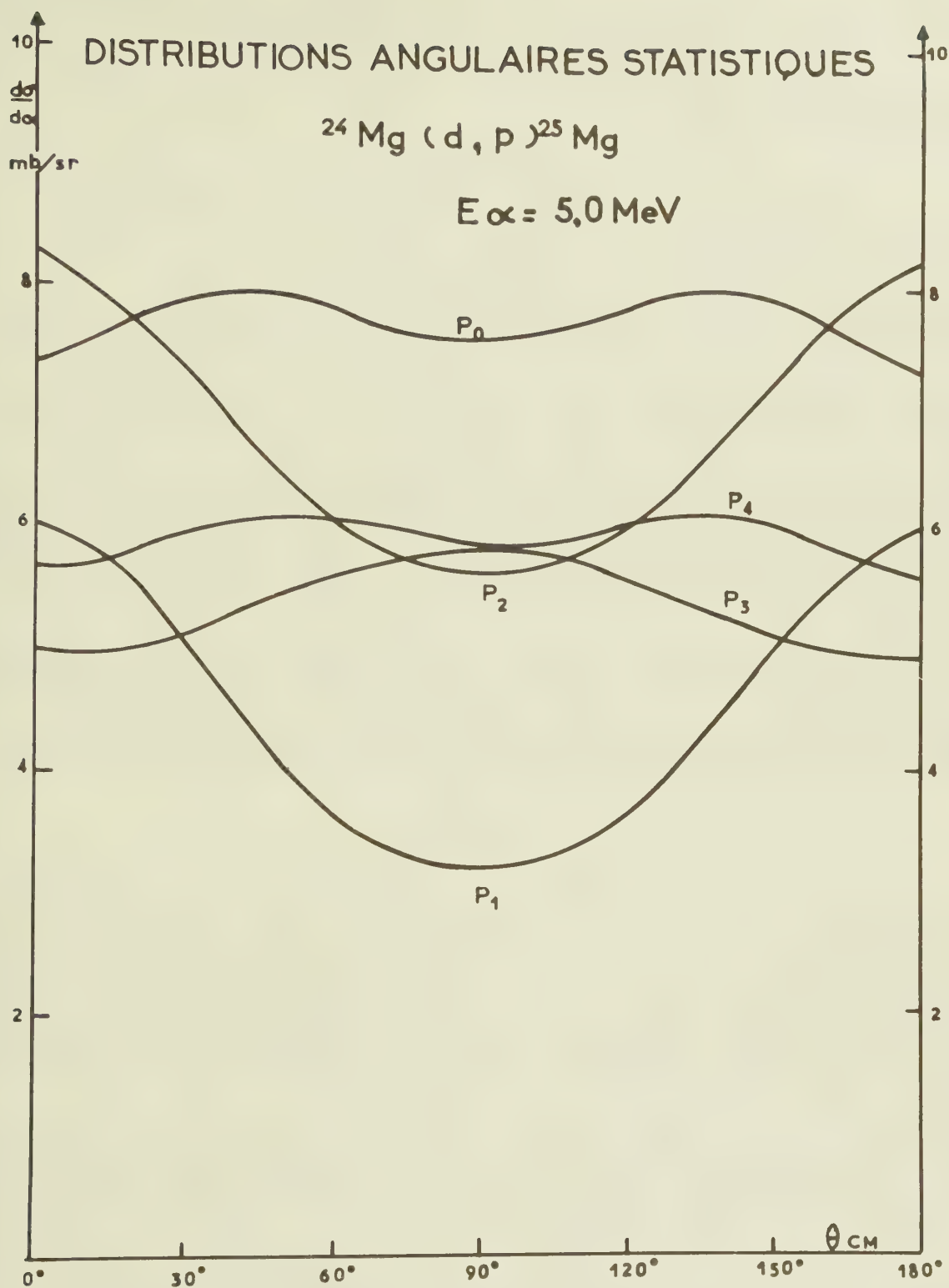


Figure 27 : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. Distributions angulaires moyennes calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH pour le niveau fondamental et les quatre premiers niveaux excités.

Pour chaque groupe p_0, p_1, p_2, p_4 nous avons alors retranché la section efficace de HAUSER-FESHBACH $\sigma(\theta)_{H.F.}$ correspondante, ainsi normalisée, de la section efficace différentielle moyenne expérimentale $\langle \sigma(\theta) \rangle_{exp}$ (moyenne définie dans l'intervalle de 4,5 à 6 MeV). Nous obtenons ainsi une section efficace "directe" expérimentale $\sigma(\theta)_{direct exp} = \langle \sigma(\theta) \rangle_{exp} - \sigma(\theta)_{H.F.}$.

Puis nous avons comparé cette différence à la section efficace de stripping. Cette section efficace est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,50 \frac{2J_f + 1}{2J_o + 1} \sum_{l_c, s_j} S_{l_c, s_j} \sigma_{l, s_j}(\theta)$$

où

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \vec{J}_o - \vec{J}_f && \text{différence de spin du noyau final et du noyau cible} \\ \vec{s} &= \vec{s}_d - \vec{s}_p && \text{différence entre les spins du deuton et du proton.} \\ \vec{j} &= \vec{l}_c + \vec{s} && l_c \text{ est le moment angulaire de capture du nucléon} \end{aligned}$$

En fait, il n'y a qu'une seule triade lsj qui contribue à la réaction. T. SALLY calcule $\sigma_{lsj}(\theta)$. S_{lsj} est le facteur spectroscopique qui n'est dans notre cas qu'un facteur de normalisation car pour les noyaux déformés la méthode de calcul D.W.B.A. ne peut être qu'une première approximation. Néanmoins, ce facteur doit rester de l'ordre de grandeur de l'unité.

Nous avons obtenu pour les groupes p_0 et p_1 , conduisant respectivement aux deux états fondamentaux des bandes de rotation $K = 5/2^+$ et $K = 1/2^+$ c'est-à-dire pour les deux états intrinsèques, un excellent accord entre la section efficace directe expérimentale et la section efficace de stripping, avec le même facteur de normalisation pour les deux groupes, facteur de normalisation qui est 1. Le fait que ce facteur de normalisation soit le même est en accord avec les facteurs spectroscopiques relatifs déterminés par MIDDLETON et HINDS qui, pour ces deux niveaux, sont respectivement de 1 et de 1,6.

Les deux tableaux de la page 83 donnent les valeurs des différentes sections efficaces théoriques et expérimentales pour les groupes p_0 et p_1 . On peut y voir l'importance relative de la contribution du mécanisme statistique vis-à-vis de la contribution directe de stripping.

Pour tenir compte du léger déplacement des maximums avec l'énergie nous avons pris pour sections efficaces moyennes de stripping, correspondant à l'intervalle expérimental de 4,5 à 6 MeV, la valeur $\overline{\sigma(\theta)}_{D.W.B.A.}$ définie par la relation suivante :

$$\overline{\sigma(\theta)}_{D.W.B.A.} = \frac{1}{4} (\sigma(\theta)_{4,5MeV} + \sigma(\theta)_{5MeV} + \sigma(\theta)_{5,5MeV} + \sigma(\theta)_{6MeV})_{D.W.B.A.}$$

La figure 28 montre le bon accord entre la théorie et l'expérience pour ce qui est de la séparation de la section efficace moyenne en deux composantes suivant la relation générale (5.1).

Pour les groupes de protons p_2 et p_4 aboutissant respectivement aux deux premiers niveaux excités de spin $3/2^+$ et $5/2^+$ de la bande de rotation $K = 1/2^+$, on pourrait s'attendre à un moins bon accord entre la théorie et l'expérience pour la séparation des sections efficaces en deux composantes. En fait, il n'en est rien comme le montre la figure 29 avec, pour les sections efficaces de stripping, les facteurs de normalisation de 0,65 pour p_2 et 0,40 pour p_4 . MIDDLETON et HINDS, en prenant toujours un facteur spectroscopique de poids 1 pour le niveau fondamental de ^{25}Mg , ont trouvé pour facteur spectroscopique de ces deux niveaux 0,7 et 0,4.

Ayant aussi mesuré les sections efficaces différentielles à 8 MeV d'énergie des deutons incidents nous leur avons appliqué un traitement analogue au précédent. En effet, les fluctuations étant beaucoup plus faibles à cette énergie, on peut admettre que la section efficace mesurée à 8 MeV s'écarte peu de sa valeur moyenne et appliquer la même méthode d'analyse que précédemment pour la décomposition des sections efficaces en deux parties.

Ces résultats sont représentés sur la figure 30 où l'on peut remarquer le bon accord entre la théorie et l'expérience. L'on peut remarquer qu'avec l'énergie des deutons incidents de 8 MeV il apparaît pour le groupe de protons p_3 une contribution qui semble être de nature directe. Ce résultat reste néanmoins incertain car il ne s'agit pas ici comme entre 4,5 et 6 MeV d'une distribution angulaire expérimentale moyenne.

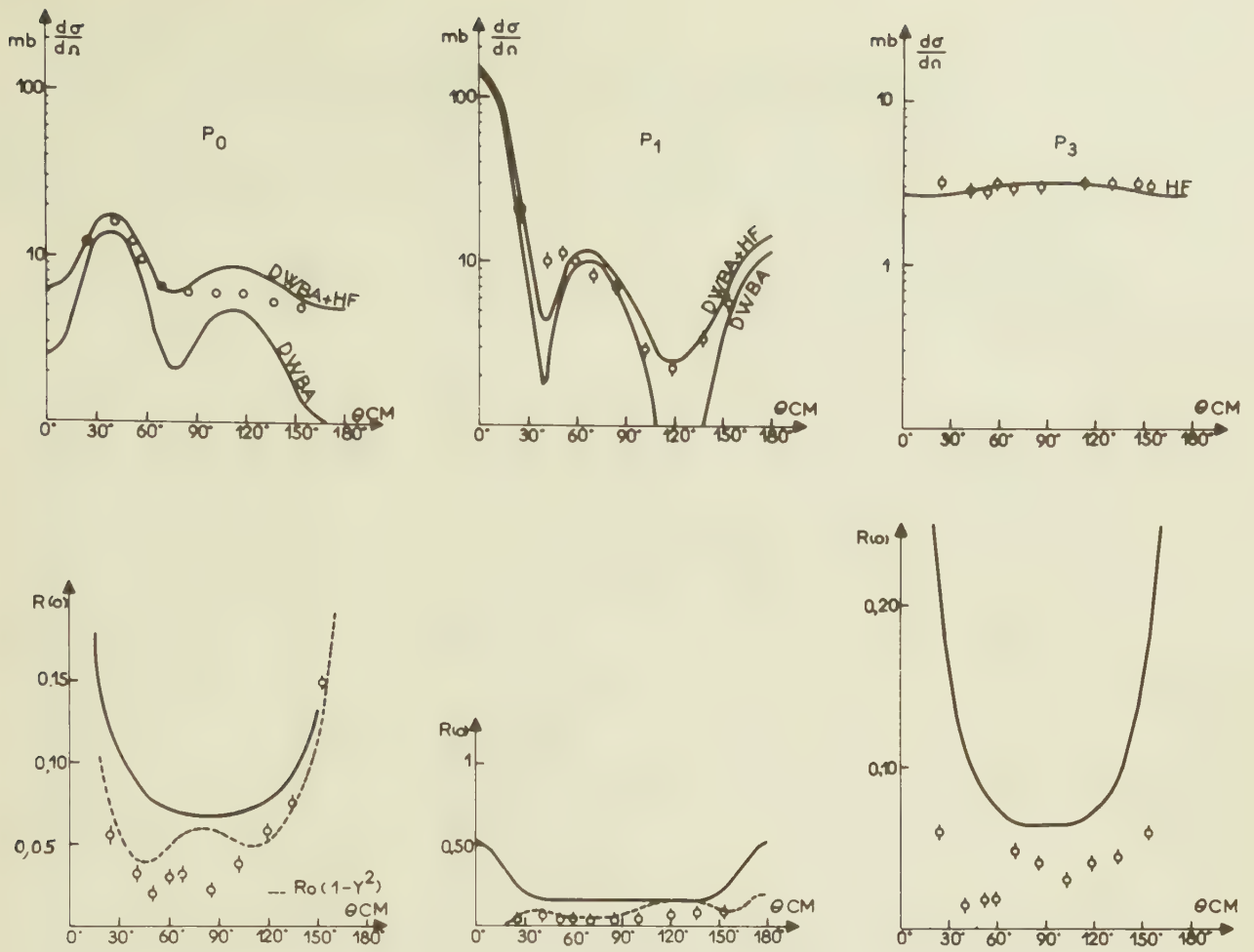


Figure 28

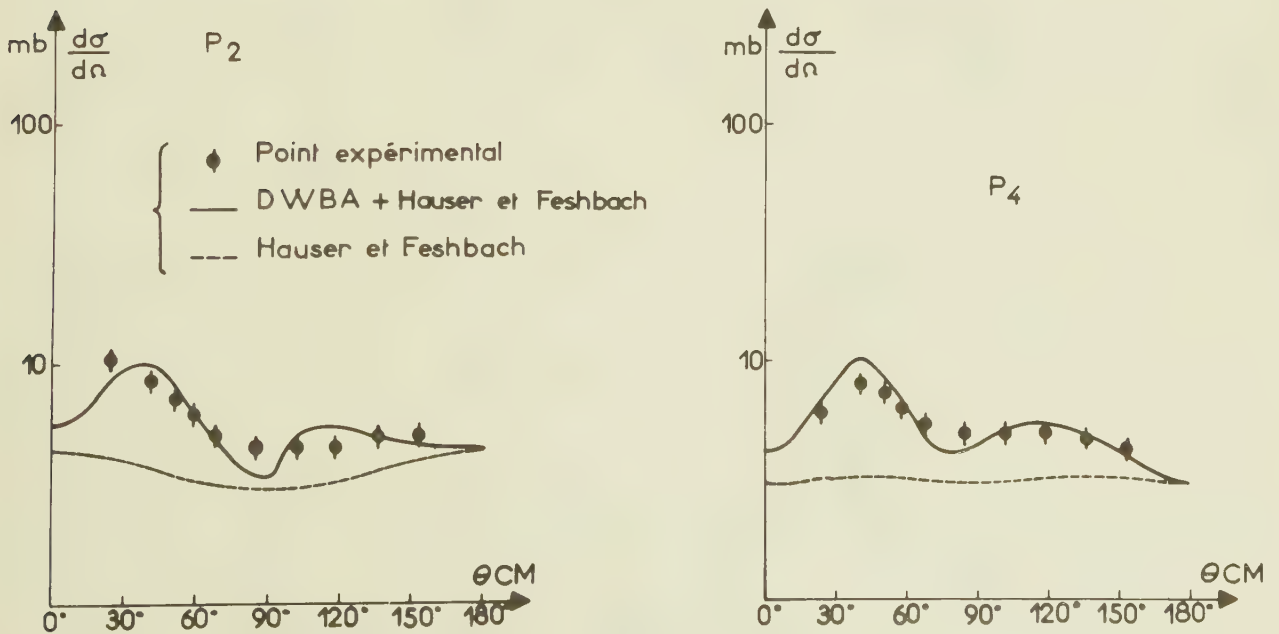


Figure 29

Figures 28 et 29 : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. Distributions angulaires moyennes et fonctions de corrélation $R(\epsilon = 0, \theta)$ - Pour $R(0, \theta)$: les courbes en trait plein correspondent à la valeur statistique et les courbes en tirets à $R(\theta) = R(0, \theta)_{\text{stat.}} (1 - \gamma_p^2)$.

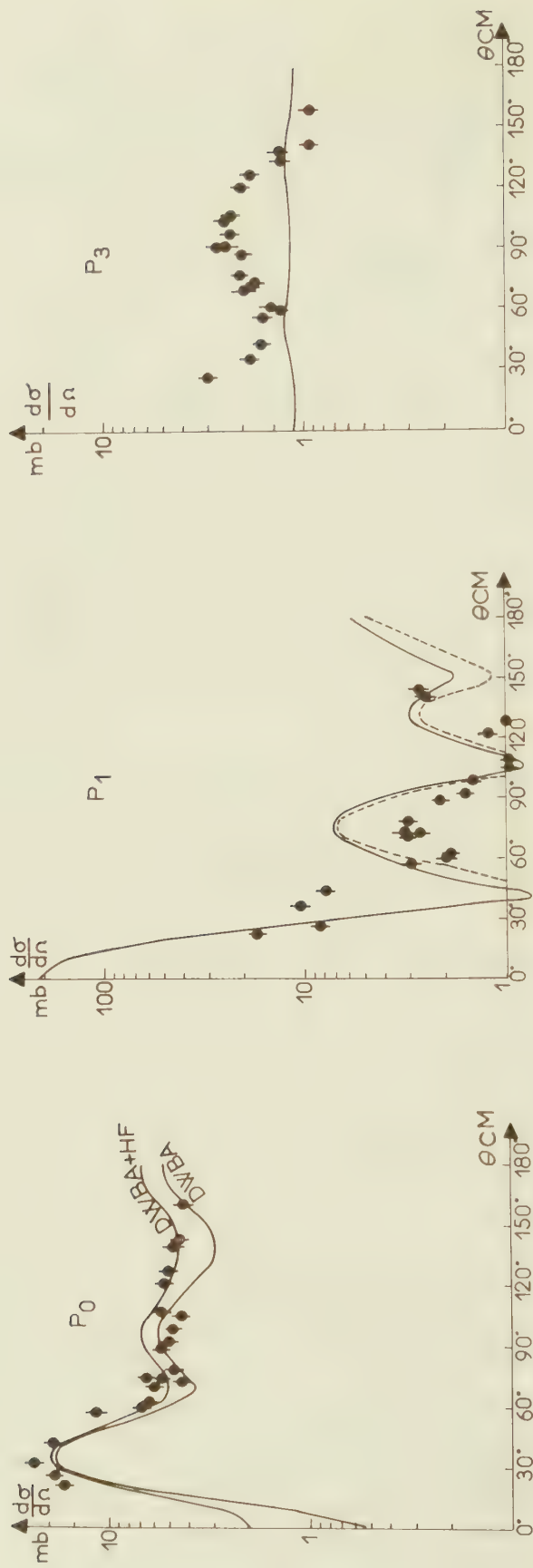


Figure 30 : $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. Distributions angulaires à $E_d = 8$ MeV.

Sections efficaces directes de stripping
 Sections efficaces moyennes statistiques (HAUSER et
 FESHBACH) et sections efficaces totales moyennes
 pour la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$
 Energie des deutons incidents 5,250 MeV

Angle en degré	$\sigma_{\text{D. W. B. A.}}$ (mb) normalisé	$\sigma_{\text{H. F.}}$ (mb)	$\sigma_{\text{D. W. B. A.}} + \sigma_{\text{H. F.}}$ normalisé
0°	2,44	3,94	6,38
15°	5,28	4,05	9,33
30°	12,00	4,21	16,21
45°	12,03	4,25	16,28
60°	5,45	4,17	9,62
75°	2,35	4,07	6,42
90°	3,21	4,03	7,24
105°	4,56	4,08	8,64
120°	4,45	4,17	8,62
135°	3,07	4,26	7,35
150°	1,67	4,21	5,88
165°	1,08	4,05	5,13
180°	0,98	3,94	4,92

Sections efficaces de stripping
 Sections efficaces moyennes statistiques (HAUSER et
 FESHBACH) et sections efficaces totales moyennes
 pour la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$
 Energie des deutons incidents 5,250 MeV

Angle en degré	$\sigma_{\text{D. W. B. A.}}$ (mb) normalisé	$\sigma_{\text{H. F.}}$ (mb)	$\sigma_{\text{D. W. B. A.}} + \sigma_{\text{H. F.}}$ normalisé
0°	147,0	3,18	150,18
15°	77,0	3,02	80,02
30°	9,90	2,67	12,57
45°	3,73	2,32	6,05
60°	9,10	1,95	11,05
75°	8,92	1,76	10,68
90°	4,73	1,70	6,43
105°	1,64	1,76	3,40
120°	0,54	1,95	2,49
135°	1,042	2,32	3,36
150°	3,30	2,67	5,97
165°	8,05	3,02	11,07
180°	11,00	3,18	14,18

4/ Calcul de la fluctuation relative théorique et test de cohérence interne de l'analyse

Nous pouvons maintenant obtenir à chaque angle les proportions d'interaction directe et de mécanisme statistique de notre réaction ; nous pouvons donc calculer la fluctuation relative $R(\theta)$ aux différents angles par la formule :

$$R(\theta) = R_0(\theta) (1 - y_0^2) \quad (5.2)$$

et la comparer à l'expérience.

La figure 28 montre un assez bon accord entre la théorie et l'expérience. Nous devons remarquer que la relation (5.2) jointe à :

$$\langle \sigma(\theta) \rangle = \sigma_{\text{direct}}(\theta) + \bar{\sigma}_{\text{fluctuant}} \quad (5.1)$$

assure aussi bien la cohérence interne de la théorie que de notre analyse.

Le tableau ci-dessous permet de comparer aux valeurs expérimentales, que nous avons obtenues, les sections efficaces intégrées dans 4π stéradian et leur fluctuation relative $R(0)$ calculées par des relations analogues aux formules (5.1) et (5.2) pour les sections efficaces intégrées.

Pour les valeurs moyennes expérimentales calculées dans l'intervalle compris entre 4,5 et 6 MeV nous avons reporté les erreurs statistiques d'échantillonnage fini calculées à l'aide des formules de HALL [33] (voir tableau).

A 8 MeV, au contraire, l'erreur portée correspond à celle calculée à partir de la relation :

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma} = \sqrt{R(0) (1 - y_0^2)}$$

Les sections efficaces sont données en millibarns.

Valeurs moyennes définies dans l'intervalle 4, 5 - 6 MeV

	$\sigma_{\text{exp}}^{4\pi}$	$\sigma_{\text{théorique}}^{4\pi}$	$R(0)_{\text{théorique}}$	$R(0)_{\text{exp}}$
p_0	93 ± 5	114	$1,72 \times 10^{-2}$	$(1 \pm 0,3) \times 10^{-2}$
p_1	87 ± 6	124	$2,40 \times 10^{-2}$	$(1,30 \pm 0,5) \times 10^{-2}$
p_3	37	37	4×10^{-2}	$(1,40 \pm 0,8) \times 10^{-2}$

Energie des deutons $E_d = 8$ MeV

	$\sigma_{\text{exp}}^{4\pi}$	$\sigma_{\text{théorique}}^{4\pi}$
p_0	102 ± 7	90,40
p_1	78 ± 10	91,52
p_3	38 ± 6	15

On peut constater, d'après le premier tableau, un accord relativement bon entre les sections efficaces théoriques intégrées dans 4π stéradian, somme des sections efficaces de stripping et des sections efficaces statistiques, et celles obtenues expérimentalement. Les fluctuations relatives associées à ces sections efficaces intégrées sont du même ordre de grandeur que celles calculées théoriquement en utilisant la relation (5.2) qui est très approchée.

Le deuxième tableau montre, pour les groupes p_0 et p_1 , qu'en conservant les coefficients de normalisation des sections efficaces directe et statistique théoriques, déterminées entre 4,5 et 6 MeV, nous retrouvons à 8 MeV d'énergie des deutons incidents le bon accord entre la théorie et l'expérience.

Nous avons appris récemment les travaux effectués, sur cette même réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, au laboratoire du C.N.R.S de Strasbourg-Cronembourg [49]. Les distributions angulaires des cinq premiers groupes (p_0 à p_4) ont été mesurées, pour une énergie de deutons incidents de 5 et 6 MeV.

Il a été effectué sur ces distributions angulaires une séparation en deux composantes analogue à la nôtre : une composante de stripping et une composante due au mécanisme statistique. Il a été constaté que, à cette énergie, le mécanisme de stripping n'est prépondérant que pour les réactions (d, p_0) et (d, p_1) .

Ces résultats sont en accord avec les nôtres. Les calculs des sections efficaces directes de stripping ont été effectués pour le groupe de Strasbourg par P.E. HODGSON (Oxford) et D. WILMORE (Harwell).

C - Comparaison des réactions (d, p) sur les noyaux-cibles ^{27}Al et ^{24}Mg et conclusion.

1/ Remarques générales

Avant de comparer les résultats respectifs donnés par les deux expériences (d, p) nous devons revenir sur un détail de calcul des sections efficaces de stripping. Pour obtenir un bon accord avec l'expérience nous avons dû, dans le calcul de la section efficace de stripping (d, p) sur ^{27}Al , introduire un rayon de "cut-off" égal au rayon nucléaire de ce noyau alors que cela n'est absolument pas nécessaire pour le calcul de la section efficace de stripping sur ^{24}Mg .

On ne doit pas considérer cette différence de calcul comme ayant une signification profonde étant donné que l'on connaît très mal le comportement des diverses fonctions d'onde à l'intérieur du noyau. Les interprétations actuelles de l'effet de "cut-off", qui commence seulement à être connu [35], sont les suivantes :

- Le "cut-off" rend compte du fait que l'on n'emploie pas des potentiels non locaux pour engendrer tant les fonctions d'onde du modèle optique que les fonctions d'onde des états liés [36].

- Le "cut-off" remédie partiellement au fait qu'au lieu d'employer un potentiel d'interaction plus réaliste de portée finie on utilise un potentiel de portée nulle [37].

- Enfin, il semble que, pour une particule complexe comme un deuton, l'emploi de sa fonction d'onde de diffusion à l'intérieur du noyau, pour le calcul de l'élément de matrice de transition, serait plutôt inadéquate.

Nous insisterons maintenant sur quelques points. Dans le cas des réactions (d, p) sur ^{24}Mg nous avons pu voir (figures 19, 20) que, bien que les sections efficaces différentielles présentent une allure générale de stripping, leur forme varie fortement avec l'énergie. Par contre, dans le cas de la réaction (d, p) sur ^{27}Al , les formes de distributions angulaires restent pratiquement constantes sur tout l'intervalle d'énergie. Et cela bien que, dans les deux cas, l'importance de la contribution du mécanisme statistique soit du même ordre de grandeur. Cela est dû à deux raisons :

1/ Dans le cas de la réaction (d, p) sur ^{27}Al nous ne résolvons pas le doublet du niveau fondamental du noyau résiduel ^{28}Al . Comme les sections efficaces des deux niveaux de spins respectifs 2^+ et 3^+ sont du même ordre de grandeur il s'ensuit que la fluctuation relative est diminuée d'un facteur 2 par rapport à celle que l'on pourrait observer pour chacun des niveaux si ceux-ci étaient résolus.

2/ La fluctuation relative pour un niveau isolé, dans la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$, est plus faible que dans le cas de la réaction (d, p) sur ^{24}Mg car le spin du noyau-cible ^{27}Al est $5/2^+$ entraînant $2I + 1 = 6$ tandis que pour ^{24}Mg de spin 0^+ $2I + 1 = 1$, d'où, pour les niveaux finals de spins comparables dans les deux réactions, une fluctuation relative six fois plus faible pour la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ que pour $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. Ces deux raisons expliquent l'aspect des vues tridimensionnelles des sections efficaces différentielles des réactions $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. De plus, il ressort qu'à basse énergie le nivellement des minimums de stripping peut très bien s'expliquer par la présence du mécanisme statistique. C'est pour ce minimum que la fluctuation relative est la plus forte et tend vers celle du modèle statistique. Au contraire, la fluctuation est la plus faible sur les maximums de stripping.

2/ Conclusions

L'utilisation des techniques d'analyse des sections efficaces variant rapidement avec l'énergie mises au point au cours de l'étude des fluctuations statistiques de la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$ [11] nous a permis, dans l'étude des réactions (d, p) sur les deux isotopes ^{27}Al et ^{24}Mg , de dégager les faits suivants :

a) Mise en évidence des fluctuations statistiques dans une réaction où deux processus sont en compétition.

Nous avons pu montrer, dans ces deux réactions (d, p) à basse énergie, l'existence de fluctuations statistiques autour d'une valeur moyenne définie à l'aide d'un double critère mathématique précis :

- Stabilité de la fluctuation relative en fonction de la variation de l'intervalle de définition de la moyenne.

- A cette stabilité de la fluctuation relative correspond une largeur de cohérence qui est en bon accord avec celle calculée à l'aide du modèle statistique.

Cette analyse compliquée s'est révélée nécessaire et fructueuse dans le cas des réactions (d, p) car les fonctions d'excitation moyennes varient très fortement dans l'intervalle de mesure.

b) Importance relative des deux mécanismes.

En faisant la même hypothèse que celle que fait T. ERICSON sur la séparation des amplitudes de réaction directe et de réaction statistique, nous avons pu évaluer la proportion relative moyenne du mécanisme direct et du mécanisme statistique. Nous reviendrons plus loin sur les significations physiques du succès d'une telle séparation.

Nous avons comparé les sections efficaces expérimentales et la somme de la section efficace de stripping (calculée et normalisée) et de la section efficace statistique moyenne de HAUSER-FESHBACH. Avec un unique paramètre de normalisation pour le calcul de la section efficace de stripping (D.W.B.A.) nous avons obtenu pour tout le domaine d'énergie des deutons de 2 à 6 MeV un bon accord tant pour les sections efficaces intégrées que pour les distributions angulaires.

L'analyse des fonctions d'excitation des sections efficaces moyennes de la réaction $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ montre qu'à 2 MeV la part de mécanisme, par formation de noyau composé, est prépondérante alors qu'à 5 MeV les proportions s'inversent.

Les résultats des deux réactions (d, p) montrent donc que l'on ne peut pas ignorer, à basse énergie, la présence du mécanisme statistique étant donnée l'importance de sa contribution ; de plus la présence des fluctuations statistiques toujours très importantes dans les réactions sur les noyaux légers à basse énergie peut, comme c'est le cas pour la réaction (d, p) sur ^{24}Mg , distordre complètement la forme des distributions angulaires individuelles de stripping d'où la nécessité de définir correctement la distribution angulaire moyenne.

L'un des effets les plus visibles de la contribution du mécanisme statistique à basse énergie est sans aucun doute le nivellement du minimum de section efficace de stripping.

c) Test de cohérence interne de l'analyse.

Ce qui est particulièrement intéressant dans la théorie des fluctuations statistiques de section efficace c'est que T. ERICSON a pu montrer comment la valeur de la fluctuation relative se trouve modifiée par la présence d'un mécanisme d'interaction directe.

Nous avons là un moyen de vérifier la cohérence interne de notre analyse. Cette vérification n'a pu se faire qu'avec une loi quantitative grossière qui montre dans quelle proportion la fluctuation relative est diminuée par la présence d'interaction directe. Cette loi est en accord avec le fait que la fluctuation relative est minimale quand la section efficace de stripping est maximale et vice versa.

Un autre test important de cohérence interne est que le facteur de normalisation utilisé pour l'analyse à l'aide de la D.W.B.A., qui se rattache au facteur spectroscopique, est indépendant de l'énergie. C'est ce que nous observons pour $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$.

Pour la réaction $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ "les facteurs spectroscopiques" relatifs déterminés par notre expérience entre 4,5 et 6 MeV sont pratiquement les mêmes que ceux obtenus par R. MIDDLETON et S. HINDS [31] avec des deutons de 10,1 MeV, énergie à laquelle ils ont pu négliger la présence de mécanisme statistique.

d) Valeur intrinsèque de la séparation de section efficace en deux composantes.

D'autres auteurs (chapitre II) ont déjà tenté une séparation de mécanismes de réactions sur des distributions angulaires individuelles. Ce qu'il y a de nouveau dans notre travail c'est que nous avons testé la validité de cette séparation sur des sections efficaces moyennes et des distributions angulaires moyennes.

Malgré les résultats assez satisfaisants que nous avons obtenus, nous ne devons pas perdre de vue que toute cette analyse repose sur des approximations.

En particulier, on suppose que l'amplitude directe est indépendante de l'énergie et que la section efficace statistique est constante en fonction de l'énergie. Ces deux conditions ne sont pas remplies dans le cas des réactions (d, p) que nous avons étudiées.

De plus, la section efficace statistique moyenne calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH n'est valable qu'en l'absence de contributions non résonnantes. Le fait que l'amplitude directe n'est pas indépendante de l'énergie aurait pu a priori nous faire douter du fait que la section efficace totale soit la somme incohérente de deux termes, l'un "direct", l'autre statistique.

Enfin, il nous faut noter que le calcul D.W.B.A. n'est pas bien adapté au calcul des distributions angulaires et des sections efficaces de réactions de stripping sur noyaux déformés et n'est jamais très valable à basse énergie.

II - RECHERCHE D'UN MECANISME DE REACTION NON STATISTIQUE A BASSE ENERGIE DANS LA REACTION $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$

A - Généralités

C'est pour cette réaction que nous avons cherché à mettre en évidence un mécanisme de réaction autre que le mécanisme purement statistique sans autre idée préconçue. L'étude de la réaction $^{27}\text{Al}(d, \alpha)^{25}\text{Mg}$ [11] avait montré que dans cette région nucléaire, pour des énergies des deutons inférieures à 10 MeV, il n'y a pas de mécanisme apparent de double "pick-up".

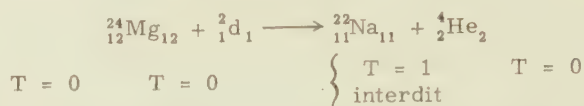
Le noyau résiduel est ^{22}Na qui est un noyau impair-impair très déformé ayant pour coeur ^{20}Ne . Nous appellerons dans la description de nos résultats $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ et α_5 les groupes de particules alpha de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ aboutissant respectivement au niveau fondamental et aux cinq premiers niveaux excités. En fait nous ne séparons pas les groupes de particules α_1 et α_2 aboutissant au doublet de spin 0^+ et 1^+ dont les niveaux sont distants de 70 keV ; aussi appellerons-nous le plus souvent $(\alpha_1 + \alpha_2) : \alpha_{1+2}$. De même, le groupe α_5 aboutit à trois niveaux excités très proches l'un de l'autre à 1,942 MeV d'excitation et que nous ne résolvons pas. Le bilan énergétique de la réaction est $Q = 1,960$ MeV.

Les spins des trois premiers niveaux excités sont connus avec certitude [27] :

1,94 MeV	=====	
		(5 ⁺)
1,54 MeV	=====	
		(4 ⁺)
0,890 MeV	=====	0 ⁺ T = 1
0,666 MeV	=====	
0,593 MeV	=====	1 ⁺
		3 ⁺
	=====	
		$^{22}_{11}\text{Na}_{11}$

Le niveau de spin 0^+ est l'analogue d'isospin $T = 1$ du niveau fondamental 0^+ ($T = 1$) de ^{22}Ne [34]. Il s'ensuit que l'état analogue $T = 1$ du premier niveau excité de ^{22}Ne (2^+ , $T = 1$), situé à une énergie d'excitation de 1,274 MeV, est très probablement un des trois niveaux atteints par le groupe α_5 . Récemment E. RIVET et al [38], en étudiant la réaction de double stripping $^{20}\text{Ne}(\alpha, d)^{22}\text{Na}$ avec des particules alpha de 45 MeV, ont montré que le quatrième niveau excité de ^{22}Na situé à 1,530 MeV était très fortement excité ce qui les conduit à penser que la configuration $(1d_{5/2})^2$ est prédominante, d'où l'attribution du spin 5^+ à ce niveau.

La formation du deuxième niveau excité (0^+ , $T = 1$) par réaction directe (d, α) sur ^{24}Mg est interdite par la règle de sélection du spin isotopique :



Par contre, dans le cas d'un mécanisme procédant par formation d'un noyau composé, LANE et THOMAS ont montré qu'il y avait violation de la règle du spin isotopique. C'est ce que de nombreux auteurs ont constaté, notamment C.P. BROWNE, pour cette réaction [39]. Comme ce niveau a le spin 0^+ , de même que le noyau-cible, il sera formé avec une très faible section efficace par la réaction (d, α) car il y a peu de voies ouvertes. Effectivement la section efficace de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_2)^{22}\text{Na}$, calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH, est à peu près le dixième de celle de la réaction (d, α_1). Nous fiant aux résultats de C. BROWNE lorsque nous comparerons les sections efficaces expérimentales du groupe α_{1+2} aux sections efficaces théoriques statistiques HAUSER-FESHBACH nous sommerons les sections efficaces calculées de α_1 et α_2 .

B - Allure générale des sections efficaces intégrées entre 2 et 10 MeV

La figure 31 montre qu'en première approximation le mécanisme statistique de réaction permet de rendre compte de l'allure générale de ces fonctions d'excitation. De part et d'autre de la section efficace moyenne théorique nous avons porté $\pm \sqrt{F(0)}$ qui indique la valeur moyenne de la fluctuation statistique. On voit que ces fluctuations permettent de rendre compte de l'éparpillement des points expérimentaux autour de $\langle \sigma \rangle$ sans qu'il soit nécessaire de faire l'hypothèse d'un autre mécanisme de réaction. Deux faits ont cependant attiré notre attention :

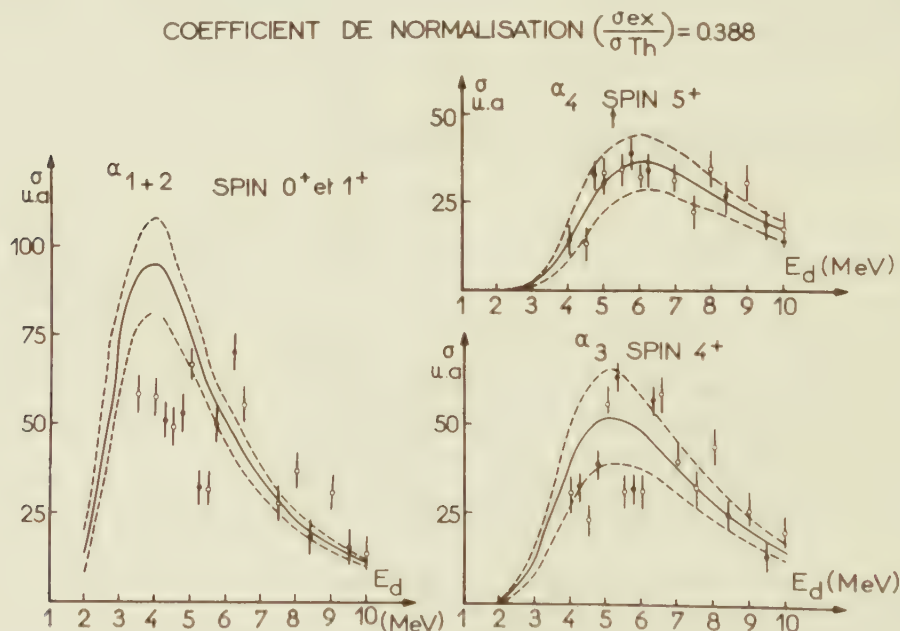


Figure 31 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Allure générale des sections efficaces intégrées entre 2 et 10 MeV - la courbe en trait plein est la section efficace calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH. Les courbes en tirets sont portées de part et d'autre de celle-ci à une distance de : $d = \sqrt{F(0)}$.

1/ Les sections efficaces n'ont pas été obtenues en valeur absolue nous les avons donc comparées aux fonctions d'excitation théoriques en les normalisant (les sections efficaces de α_3 et α_4 ont été calculées avec les hypothèses de spin final 4^+ et 5^+ respectivement). Le même facteur de normalisation a été utilisé pour tous les groupes et cela montre qu'en première approximation les intensités relatives des groupes α_{1+2} , α_3 et α_4 suivent les sections efficaces statistiques de HAUSER-FESHBACH alors qu'il n'en est pas ainsi pour α_0 : cet écart peut être dû soit au fait que la mesure de la section efficace de ce groupe est entachée d'erreurs par la présence du pic alpha parasite de la réaction $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$ (cf. chapitre II), soit que la transition à l'état fondamental comporte une part plus importante de réaction directe.

2/ Pour le groupe α_3 , les écarts des points expérimentaux par rapport à la section efficace moyenne présentent une régularité peu compatible avec le phénomène des fluctuations statistiques. On serait tenté de voir dans cette fonction d'excitation de larges résonances vers 5 et 7 MeV d'énergie incidente ; nous avons par la suite cherché à préciser ces premières indications d'une possible structure intermédiaire.

C - Mise en évidence des fluctuations statistiques. Largeurs de cohérence en angle et en énergie.

Nous avons mesuré, entre 4,5 et 6 MeV d'énergie de deuton incident, avec un pas en énergie de 30 keV, les sections efficaces différentielles de 15° à 165° pour les cinq premiers niveaux excités de ^{22}Na : α_{1+2} , α_3 , α_4 et α_5 .

Les figures 32, 33, 34 montrent une variation rapide des sections efficaces tant différentielles qu'intégrées en fonction de l'énergie incidente ; néanmoins on peut observer pour les groupes α_{1+2} et α_3 une certaine modulation de leurs sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

A l'aide de la méthode que nous avons exposée au chapitre IV, en particulier celle utilisant les sections efficaces moyennes définies par des lissages en série de polynômes de Legendre, nous avons pu définir des sections efficaces moyennes par rapport auxquelles les valeurs des fluctuations relatives $R(0)$ sont stables.

Les figures 35 et 36 présentent les fonctions d'auto-corrélation et de corrélation croisée pour les groupes α_{1+2} , α_3 , α_4 . Nous pouvons voir que les groupes α_{1+2} et α_3 sont assez fortement corrélés ce qui est contraire au cas d'une réaction purement statistique qui prévoit une corrélation croisée entre groupes strictement nulle.

La largeur de cohérence en énergie est pour les divers groupes voisine d'une cinquantaine de keV pour une énergie d'excitation de 16,4 MeV dans le noyau composé ^{28}Al . Ce résultat est en bon accord avec la valeur théorique attendue dans ce noyau à cette énergie.

Nous savons que la condition d'observation des fluctuations (cf. chapitre I) est $\left\langle \frac{\Gamma}{D} \right\rangle \gg 1$. D'après la relation $\Gamma_J = \frac{D_J}{2\pi} g(J)$, où $g(J)$ est donné par la formule (I, 9), $\left\langle \frac{\Gamma}{D} \right\rangle$ est un peu supérieure à 3 pour une énergie de deuton incident de 5 MeV et voisin de 15 pour une énergie de deuton de 8 MeV.

Nous avons mesuré autour de 6 MeV les fonctions d'excitation des groupes α_{1+2} , α_3 , α_4 , α_5 à deux angles 50° et 65° avec un pas d'énergie de 10 keV et nous n'avons pas trouvé de structure plus fine (figure 37).

Les figures 38 et 39 présentent le calcul des fonctions de corrélation croisées en angle expérimentales. On peut noter que leur forme est en bon accord avec les fonctions de corrélation croisées théoriques du modèle décrit par D.M. BRINK et al [40]. De la largeur angulaire moyenne à mi-hauteur de ces fonctions de corrélation nous avons tiré un kR voisin de 3 qui est en bon accord avec la valeur calculée en prenant pour k le nombre d'onde des deutons de 5 MeV et pour R (rayon du noyau-cible) 3,9 fermis.

L'ensemble de ces résultats montre par conséquent clairement que nous avons affaire à des fluctuations dues aux mécanismes purement statistiques qui contribuent à la réaction.

Par contre le tableau ci-dessous montre un désaccord complet entre la fluctuation relative théorique du modèle statistique et la valeur expérimentale pour la section efficace intégrée, même en tenant compte de l'erreur de l'échantillonnage fini qui est de l'ordre de 25 %.

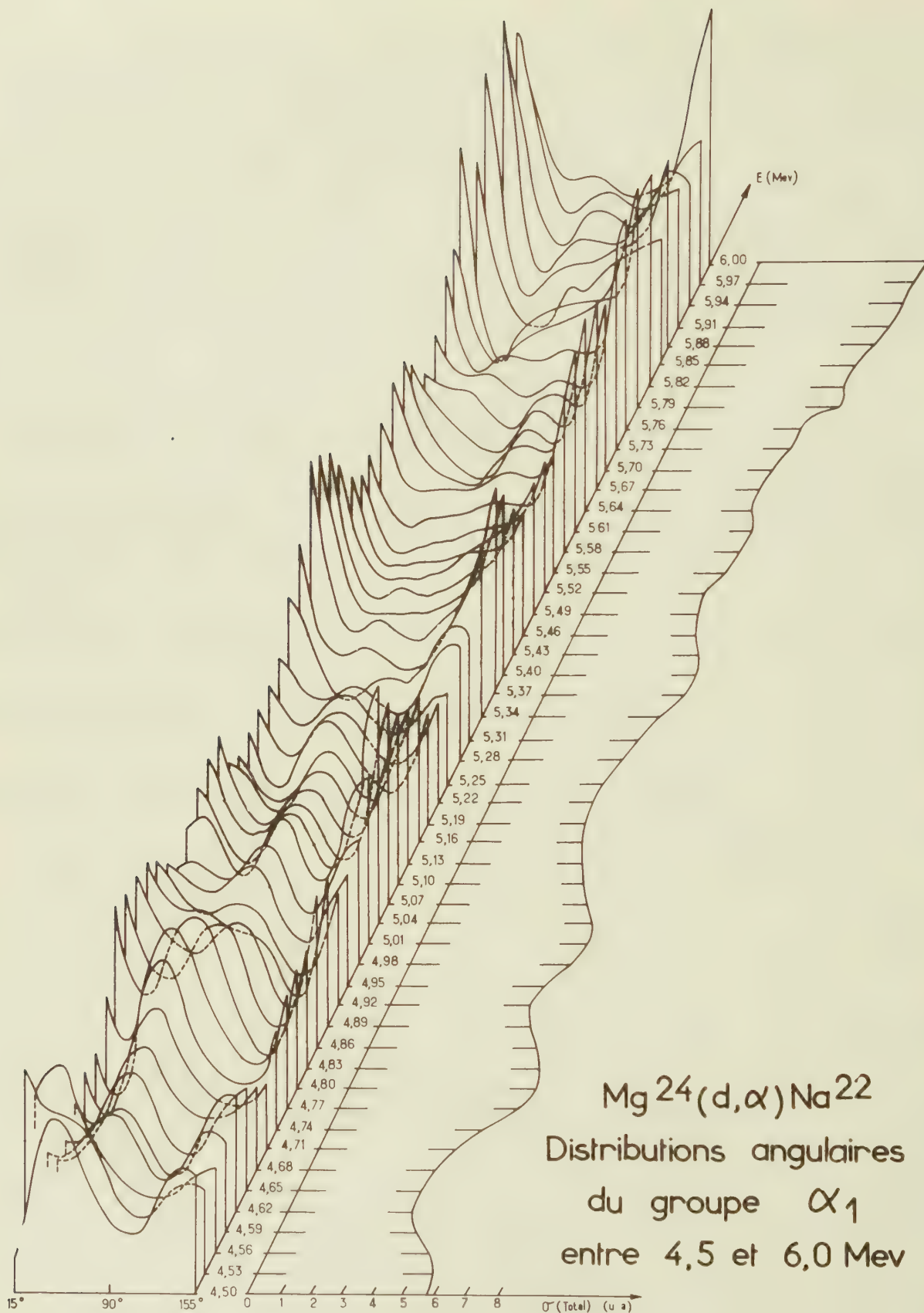


Figure 32 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_1)^{22}\text{Na}$ entre 4,50 et 6,0 MeV.

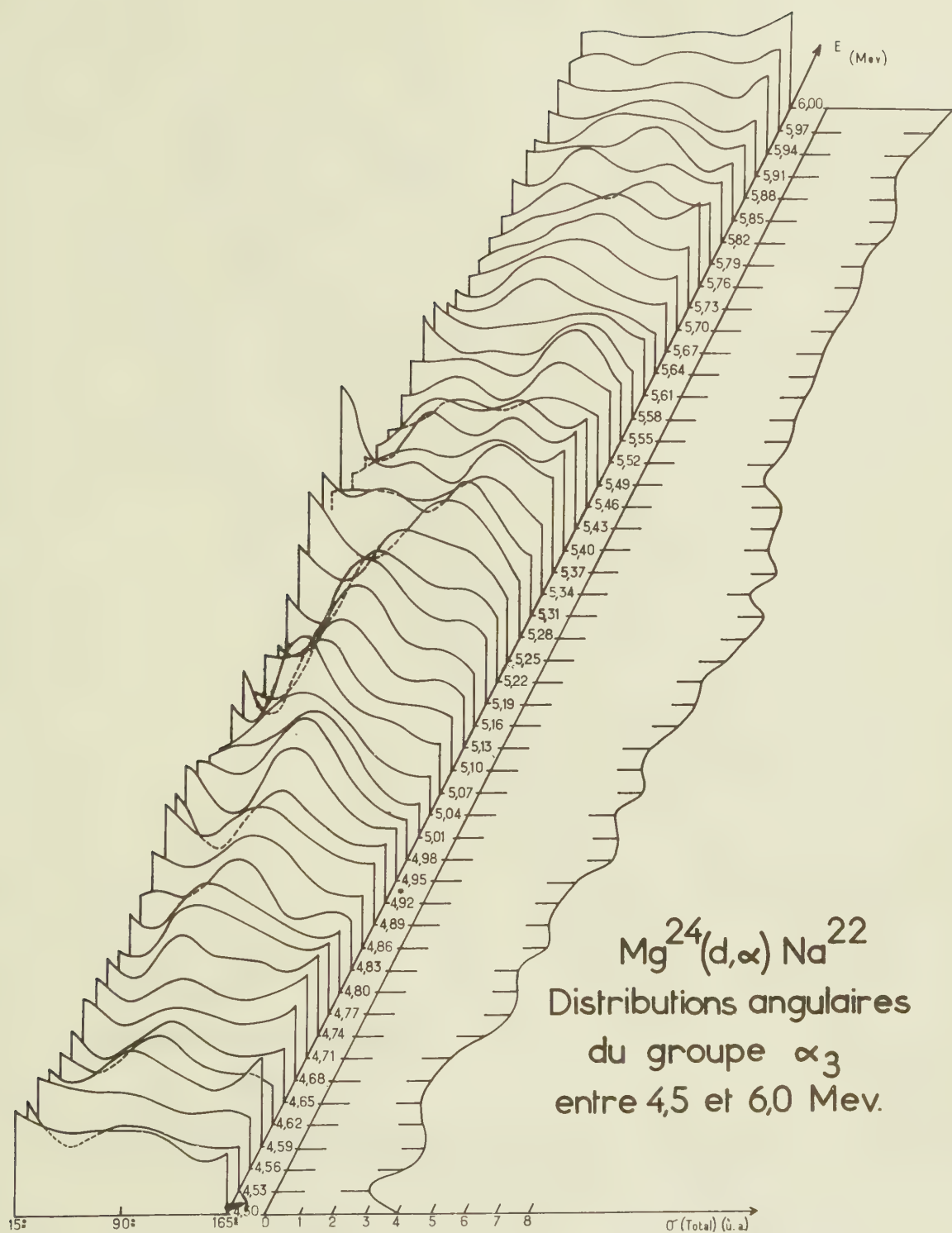


Figure 33 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \alpha_3) ^{22}\text{Na}$ entre 4,50 et 6,0 MeV.



Figure 34 : Représentation tridimensionnelle des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{Mg} (d, \alpha_4) ^{22}\text{Na}$ entre 4,50 et 6,0 MeV.

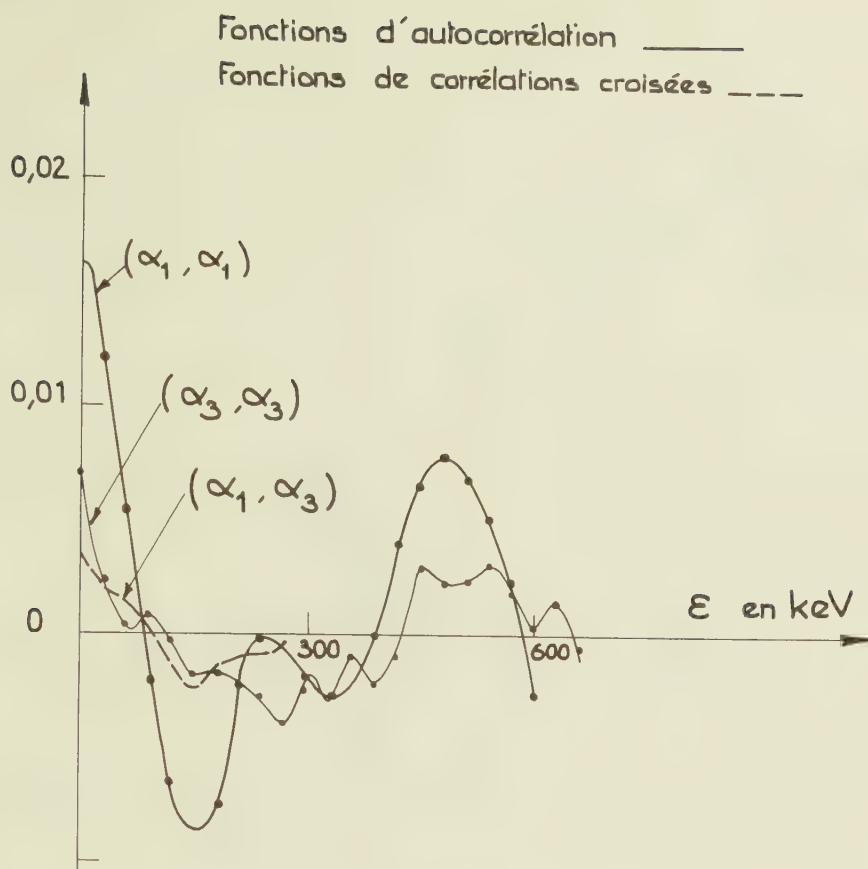


Figure 35

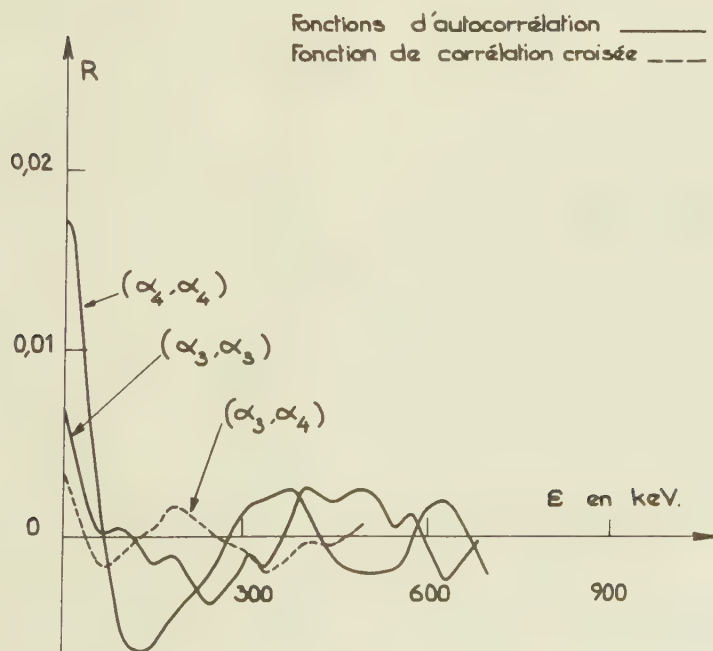


Figure 36

Figures 35 et 36 : $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \alpha)^{22}\text{Na}$. Fonction d'autocorrélation et de corrélation croisées entre groupes, pour les sections efficaces intégrées des groupes α_{1+2} , α_3 et α_4 , entre 4,50 et 6 MeV.

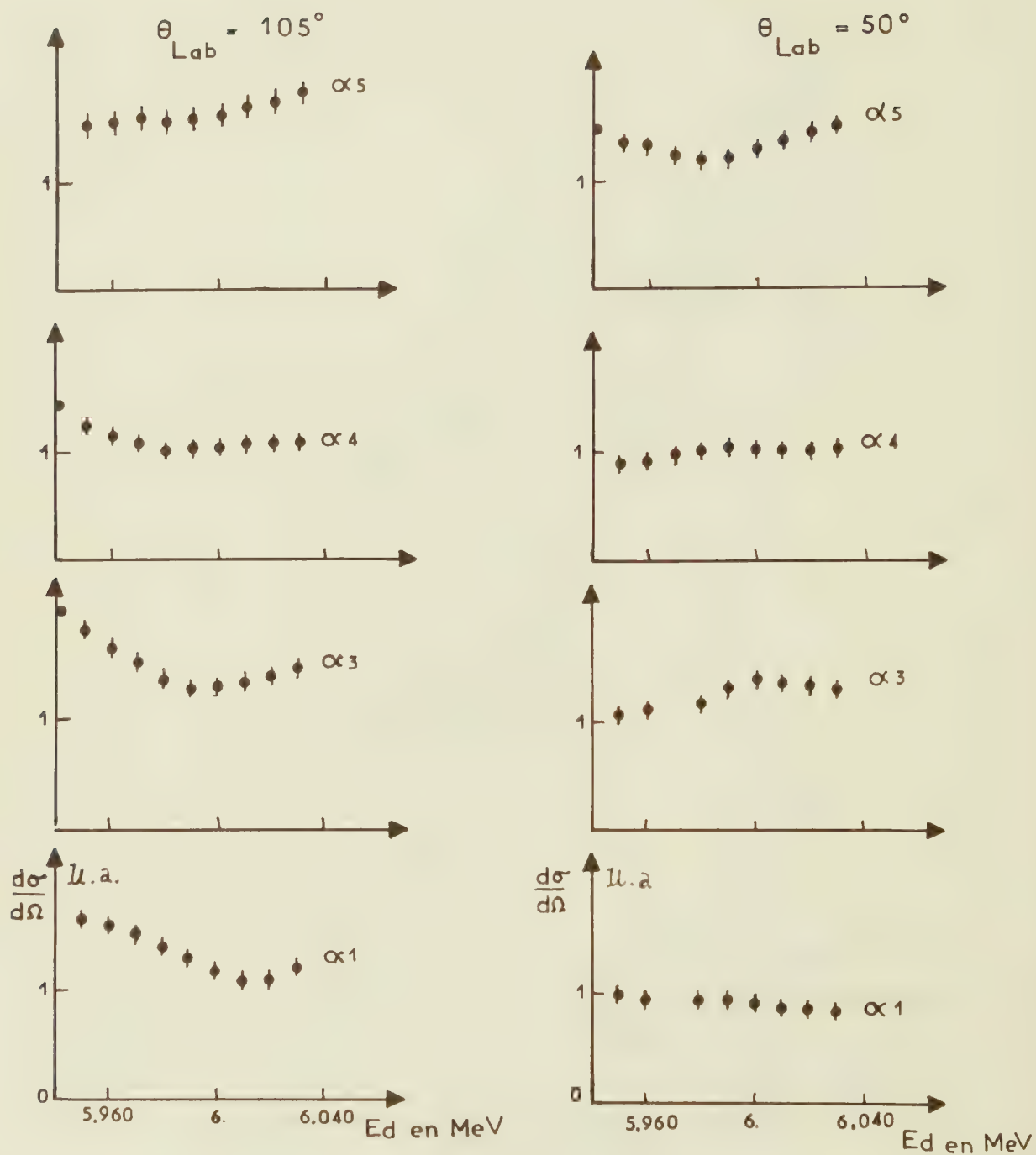


Figure 37 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Fonction d'excitation autour de 6 MeV avec un pas d'énergie serré, pour les groupes $\alpha_{1,2}$, α_3 , α_4 et α_5 .

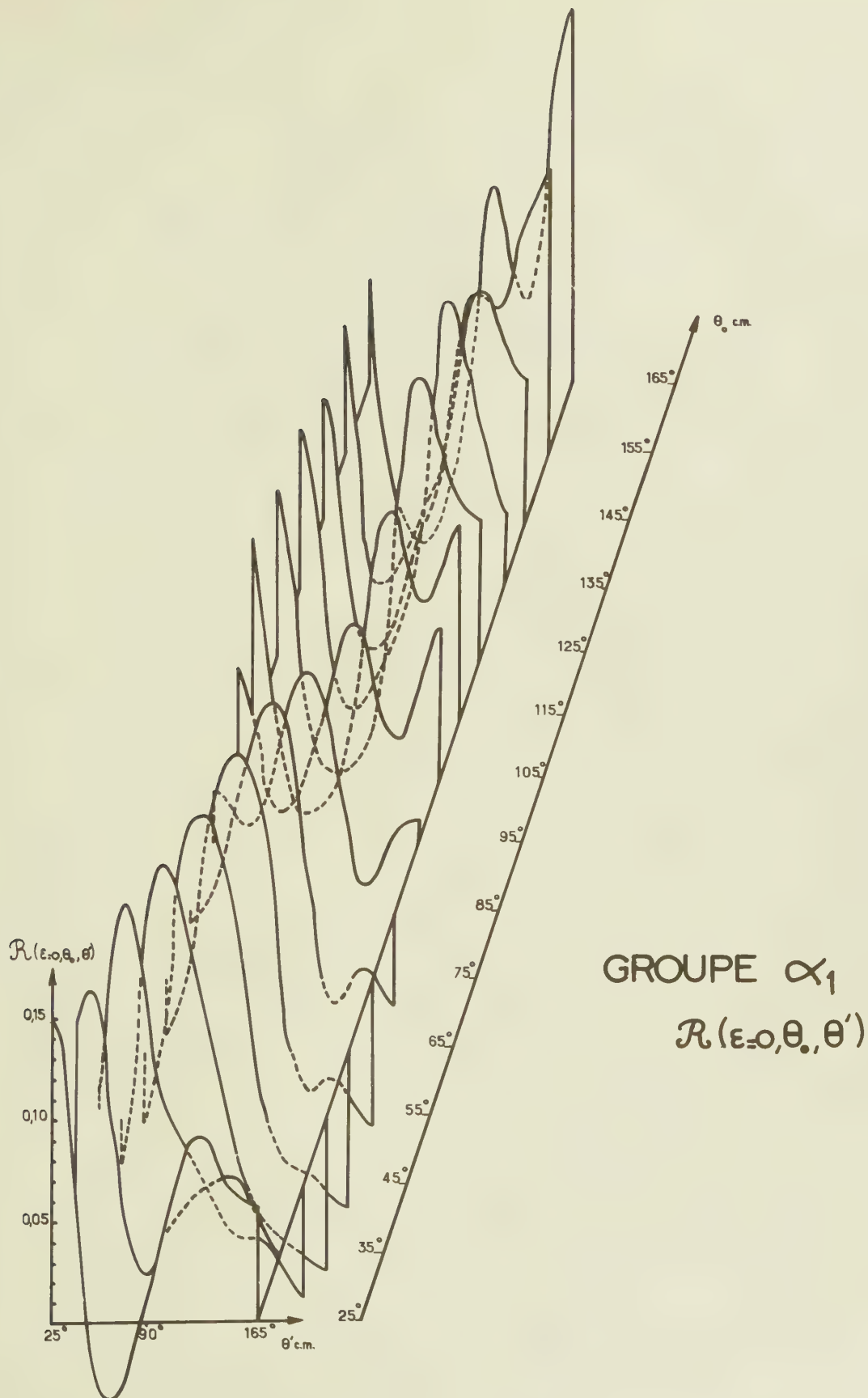


Figure 38 : $^{24}\text{Mg} (d, \alpha_1) ^{22}\text{Na}$. Corrélations angulaires croisées.

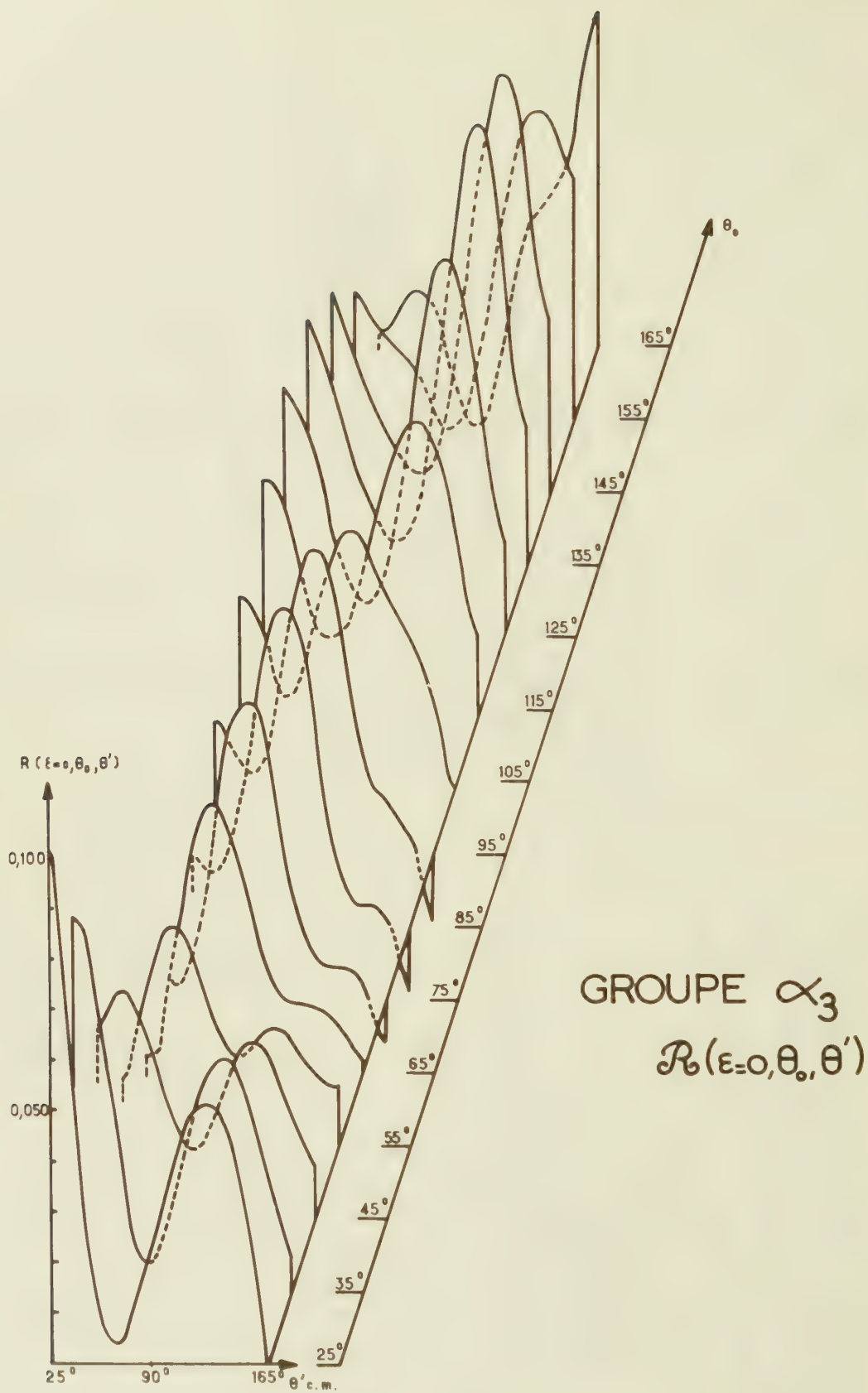


Figure 39 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3) ^{22}\text{Na}$. Corrélations angulaires croisées.

• Points expérimentaux.
 --- Section efficace moyenne.
 --- Section efficace théorique.

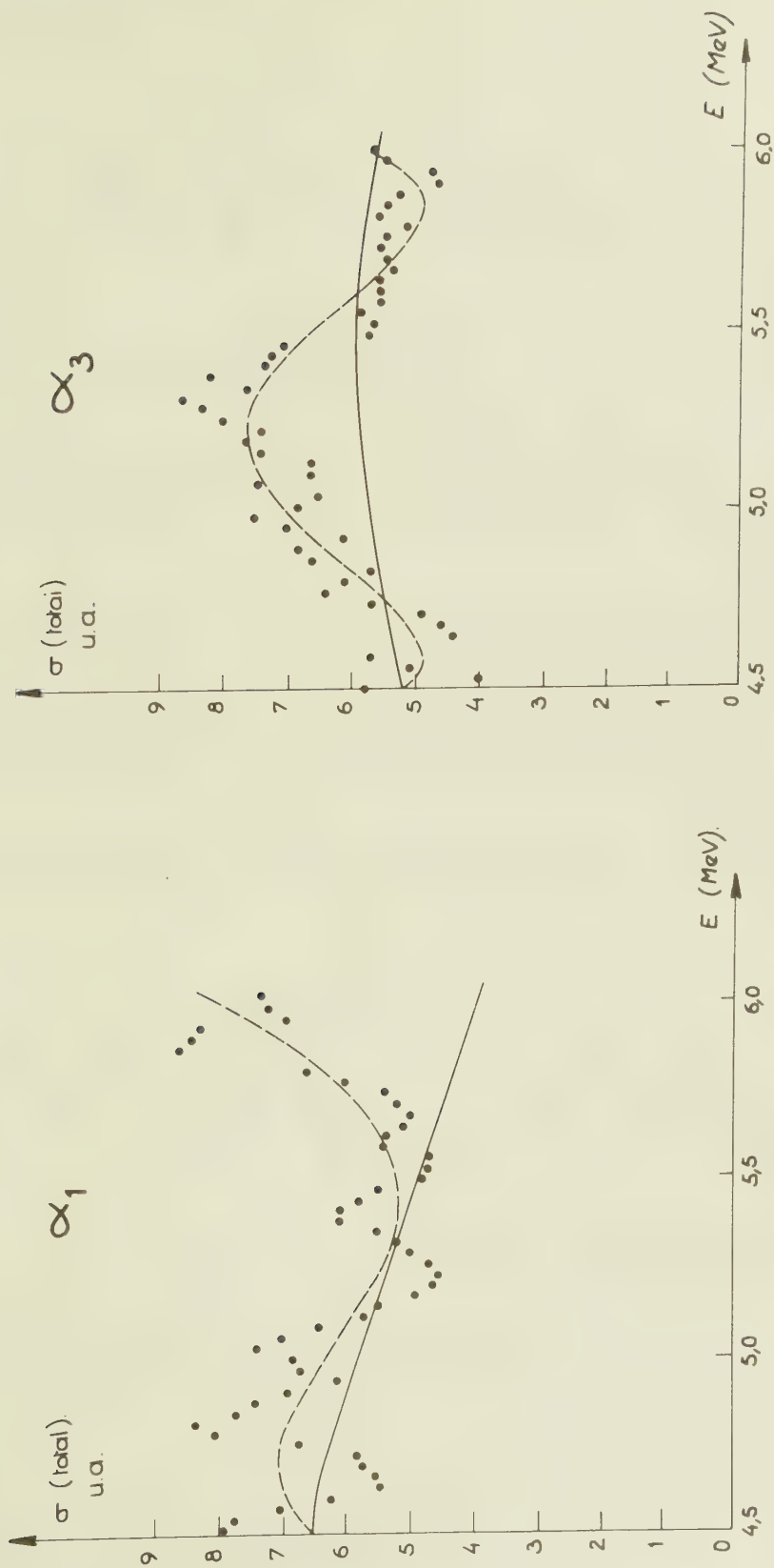


Figure 40 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Fonctions d'excitation entre 4,50 et 6,12 MeV des sections efficaces intégrées, des groupes α_{1+2} et α_3 . La courbe calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH a été arbitrairement normalisée aux points expérimentaux à 4,50 MeV. Ces courbes sont données uniquement pour montrer la pente de la section efficace du modèle statistique dans cet intervalle d'énergie.

	α_{1+2}	α_3	α_4
$R_{\text{exp}}(0)$	0,0160	0,0075	0,016
$R_{\text{stat}}(0)$	0,050	0,057	0,078

Ce désaccord considérable de la théorie et de l'expérience est l'indication de la présence d'un autre mécanisme de réaction. D'ailleurs la figure 40 montre très clairement que la section efficace moyenne intégrée des groupes α_{1+2} et α_3 ne suit pas la section efficace statistique calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH dans l'intervalle de 4,5 à 6 MeV, mais présente, par rapport à elle, une modulation évidente.

D - Tentative de mise en évidence d'une structure intermédiaire.

Les résultats obtenus entre 4,50 et 6 MeV semblent déjà montrer une certaine modulation de section efficace des groupes α_{1+2} et α_3 . Aussi avons-nous voulu mesurer les sections efficaces au-dessus de 6 MeV afin de voir si ce phénomène se poursuivait.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre II nous n'avons pas pu mesurer les distributions angulaires pour les différents groupes alpha entre 6 et 7 MeV n'ayant point les fonctions correctes. Nous n'avons donc dans ce domaine d'énergie que des fonctions d'excitation différentielles aux angles 55°, 65°, 75° et 85°, encore certaines ne sont-elles pas complètes à cause du pic parasite provenant de la réaction $^{16}\text{O}(d, \alpha_0)^{14}\text{N}$. De 7 à 9 MeV nous avons de nouveau pour α_3 et α_4 des distributions angulaires complètes.

Nous pouvons donc entreprendre une analyse des fonctions d'excitation de sections efficaces différentielles de 4,50 à 9 MeV avec un pas en énergie $\Delta e = 60$ keV pour certains de ces angles.

Nous avons alors analysé ces fonctions d'excitation selon les méthodes décrites au chapitre IV. Nous avons alors constaté, très nettement, qu'il existait pour le groupe α_3 une famille de courbes moyennes semblables par rapport à laquelle la fluctuation relative $R(0)$ était stable. La modulation de la section efficace observée sur les sections efficaces intégrées pour les groupes α_{1+2} et α_3 n'apparaît nettement que pour α_3 sur les sections efficaces différentielles (figure 41), nous reviendrons plus loin sur ce point.

Il semble donc que nous ayons affaire à deux "résonances" très larges d'environ 600 keV à mi-hauteur situées vers 15,9 et 18,15 MeV d'excitation dans le noyau composé ^{26}Al .

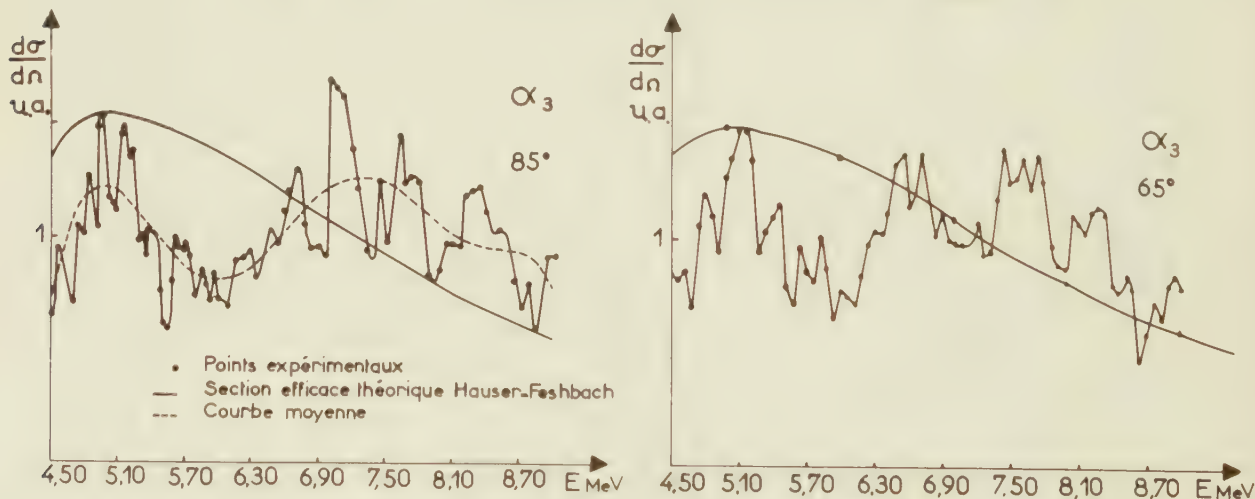


Figure 41 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3)^{22}\text{Na}$. Fonctions d'excitation des sections efficaces différentielles à 85° et 65° du groupe, α_3 entre 4,50 et 9 MeV.

(*) Pour le calcul théorique de la fluctuation relative des deux niveaux que l'on ne sépare pas expérimentalement ($\alpha_1 + \alpha_2$) nous avons pris la formule suivante :

$$R_{\alpha_1, \alpha_2}(0) = \frac{F_1(0) + F_2(0)}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}$$

les $F(0)$ désignent les fluctuations de chacun des groupes en valeur absolue.

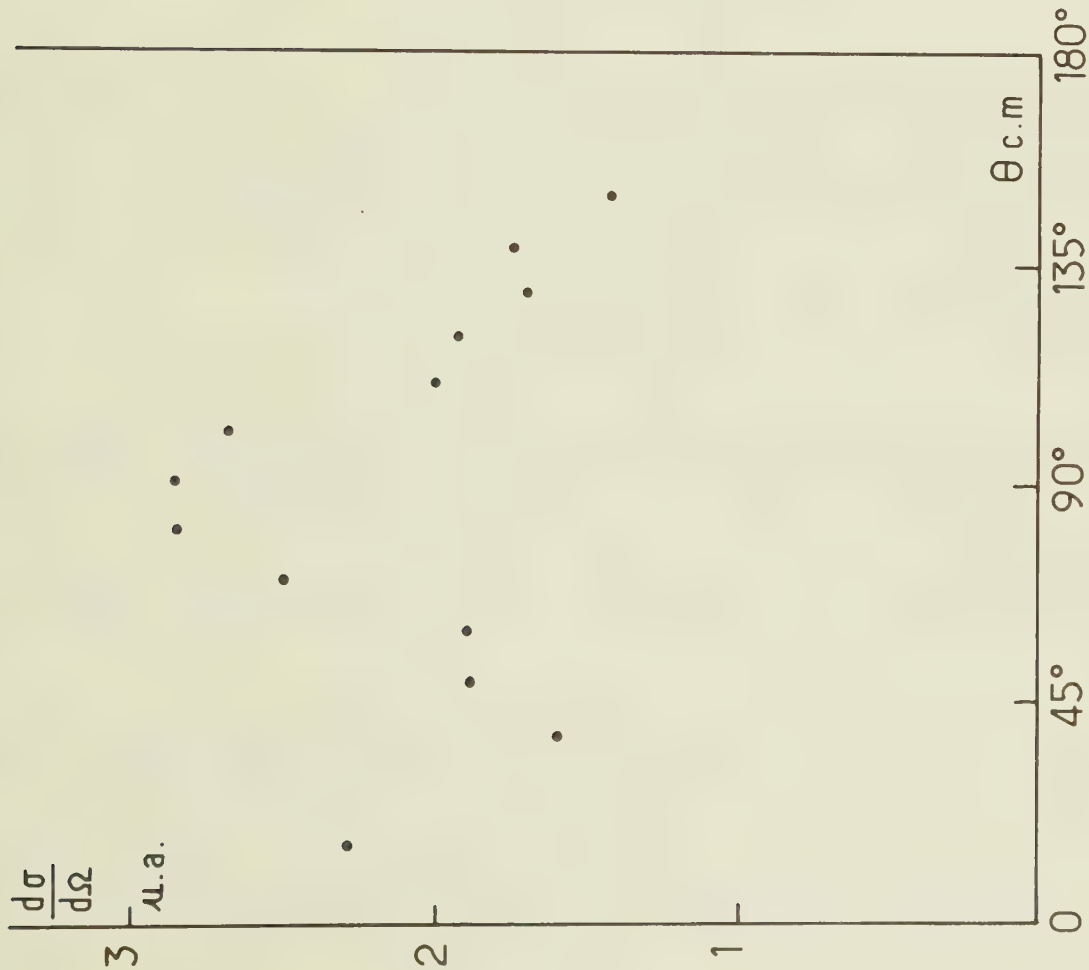


Figure 42 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3)^{22}\text{Na}$. Distribution angulaire moyenne au sommet de la résonance de la structure intermédiaire, $E_d = 4,86$ MeV.

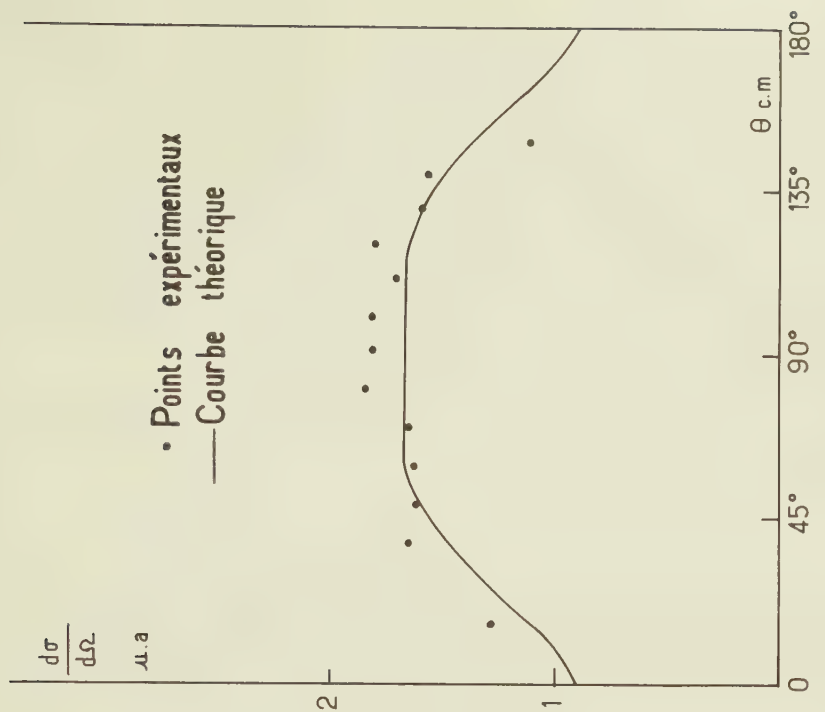


Figure 43 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3)^{22}\text{Na}$. Distribution angulaire moyenne au-delà de la résonance de la structure intermédiaire, $E_d = 5,94$ MeV. La courbe théorique a été calculée par la formule de Hauser-Feshbach.

Encouragés par ce fait nous avons alors tenté d'extraire la distribution angulaire moyenne correspondant à la première "résonance", la seule pour laquelle nous avons un ensemble complet de distributions angulaires. Nous devons dire tout d'abord, avant de faire une analyse plus fine, que la moyenne arithmétique de nos distributions angulaires pour a_3 , comme d'ailleurs pour les autres groupes, sont bien symétriques par rapport à 90° . Ceci est une condition suffisante pour pouvoir affirmer que la réaction se fait uniquement par un processus de formation de noyau composé. Pour extraire donc cette distribution angulaire moyenne nous avons pris pour valeur moyenne de la section efficace, à chaque angle et à chaque énergie, celle correspondant au plateau de $R(0)$ en fonction de ΔE pour l'ordre n du lissage en série de polynômes de Legendre le plus bas possible, cela pour éviter d'introduire des oscillations arbitraires. Les figures 42 et 43 montrent respectivement la forme de la distribution angulaire moyenne au maximum de la résonance à 4,86 MeV et en dehors de cette dernière à 5,94 MeV. A cette énergie la distribution angulaire moyenne est en parfait accord avec la distribution angulaire HAUSER-FESHBACH du modèle statistique comme on peut le constater sur la figure précédente.

Nous pouvons considérer la section efficace de cette résonance large comme une section efficace directe, c'est-à-dire lentement variable avec l'énergie vis-à-vis des fluctuations statistiques et tenter d'utiliser la relation (5.1) :

$$\langle \sigma_{\text{total}} \rangle = \sigma_{\text{direct}} + \langle \sigma_{\text{fluctuant}} \rangle.$$

Cela se justifie par le fait que la distribution angulaire moyenne au sommet de la "résonance" est symétrique par rapport à 90° . En effet, si nous faisons l'hypothèse que cette distribution angulaire rend compte de deux processus (structure intermédiaire et mécanisme statistique) la symétrie par rapport à 90° montre qu'il n'y a pas interférence quant aux valeurs moyennes. Sur cette base nous pouvons extraire la distribution angulaire de la "résonance" à l'aide de la relation :

$$\sigma(\theta)_{\text{RES}} = \bar{\sigma}(\theta)_{4,86} - \bar{\sigma}(\theta)_{5,94}$$

où $\bar{\sigma}(\theta)_{4,86}$ est la distribution angulaire moyenne totale au sommet de la résonance et où $\bar{\sigma}(\theta)_{5,94}$ est la distribution angulaire moyenne en dehors de la résonance. Nous avons vu l'accord de $\bar{\sigma}(\theta)_{5,94}$ avec la distribution angulaire purement statistique calculée par la formule HAUSER-FESHBACH. La distribution angulaire de la "résonance" ainsi obtenue est symétrique par rapport à 90° comme le prévoit FESHBACH pour une structure intermédiaire du genre "door-way state" qui doit avoir un spin J et une parité π parfaitement déterminées.

Nous avons fait un lissage de cette distribution angulaire de la résonance par un développement en série de polynômes de Legendre sous la forme habituelle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L=0}^{L_{\text{max}}} B_L P_L(\cos \theta).$$

On voit (figure 44) que pour $L_{\text{max}} = 2$ nous ne reproduisons absolument pas la distribution angulaire expérimentale. Par contre pour $L_{\text{max}} = 4$ nous avons un excellent accord. La distribution angulaire étant symétrique par rapport à 90° , c'est-à-dire les B_L impairs étant tous nuls, nous voyons que B_4 est le coefficient prépondérant. Nous pouvons donc affirmer maintenant que le spin J de l'état intermédiaire est nécessairement : $J \geq 2$.

Nous reviendrons plus loin sur ce point dans notre conclusion générale concernant l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ sur l'interprétation que l'on peut donner de l'existence de cette structure intermédiaire dans le noyau composé ^{26}Al .

E - Valeurs moyennes des sections efficaces et détermination des spins des niveaux excités de ^{22}Na .

1/ Utilisation d'intensités relatives et de distributions angulaires moyennes à des déterminations de spin

Cette attribution est fondée sur le comportement des valeurs moyennes des sections efficaces tant en angle qu'en énergie. Dans le cas des réactions statistiques, certains auteurs [40] avaient déjà préconisé l'utilisation d'une loi empirique reliant l'abondance relative du peuplement des niveaux finals à la valeur du spin I de ces niveaux selon une loi de proportionnalité en $(2I + 1)$.

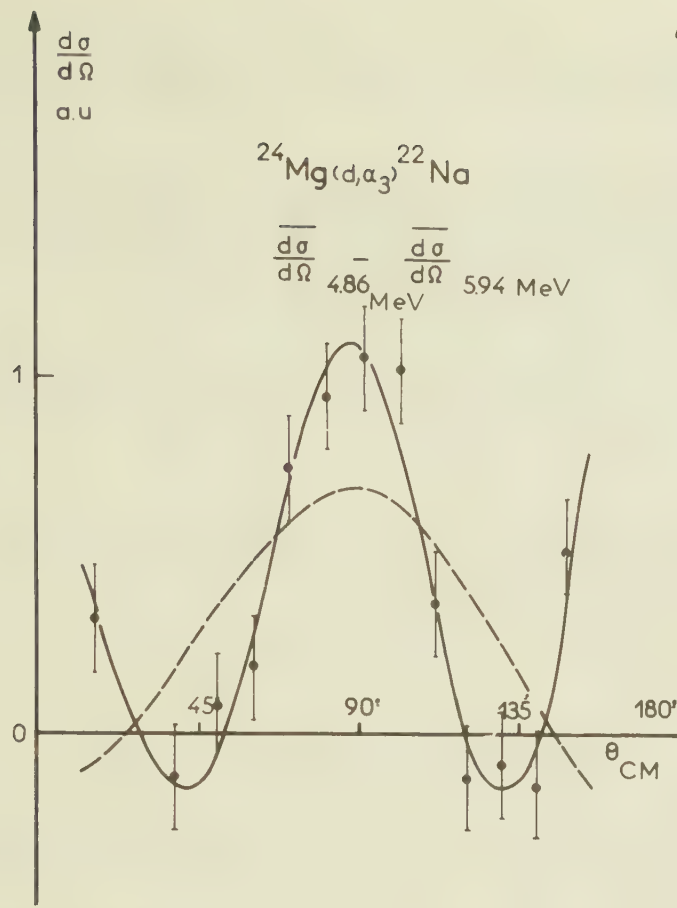


Figure 44 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha_3)^{22}\text{Na}$. Distribution angulaire moyenne de la structure intermédiaire. Les courbes sont des lissages en série de polynômes de Legendre de degré pair et impair - La courbe en trait plein correspond à $L = 4$, la courbe en traits interrompus à $L = 2$.

Cette loi en $(2I + 1)$ n'est valable en fait que dans des cas assez particuliers. Elle découle de la formule de HAUSER-FESHBACH en faisant des approximations qui supposent essentiellement plusieurs voies de spin possibles à l'entrée comme à la sortie et une énergie des particules sortantes supérieure à la hauteur de leur barrière coulombienne. De plus, les spins des niveaux finals doivent rester petits devant ceux que l'on peut aisément former dans le noyau composé. Dès que l'on s'écarte de ces conditions, la loi en $(2I + 1)$ devient sujet à caution.

Le tableau ci-dessous montre que, dans le cas de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$, pour des deutons incidents de 5 MeV, cette loi n'est absolument pas suivie. Ceci est normal, les conditions énoncées plus haut n'étant pas remplies.

Nous avons calculé avec différentes hypothèses de spin les sections efficaces intégrées dans 4π stéradians pour des deutons de 5 MeV et pour le troisième niveau excité de ^{22}Na . Le bilan énergétique de cette réaction pour ce niveau est $Q = 1,070$ MeV. Les résultats, en millibarns sont reportés sur le tableau ci-dessous.

spin	0^+	1^+	2^+	3^+	4^+	5^+	6^+
$\sigma_{\text{H.F.}}^{4\pi}$	11,0	58,3	61,1	75,1	52,1	45,03	21,48
$\frac{\sigma_{\text{H.F.}}^{4\pi}}{2I + 1}$	11	19,4	12,2	10,8	5,80	4,10	1,65

Nous voyons que $\frac{\sigma_{\text{H.F.}}^{4\pi}}{2I + 1}$ est loin d'être une constante. Par contre les abondances relatives calculées exactement par la formule de HAUSER-FESHBACH peuvent permettre, dans le cas où l'on a mesuré les sections efficaces de plusieurs niveaux, de faire une attribution cohérente de spin.

Pour la détermination d'un spin, en plus du test sur l'abondance relative, nous en possédons un autre qui est l'accord entre la forme des distributions angulaires moyennes expérimentales et celle des distributions angulaires calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH. Ce second point est souvent négligé.

2/ Application de cette méthode pour la détermination des spins des niveaux excités de ^{22}Na

Dans le cas de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ la situation est extrêmement favorable car les formes des distributions angulaires suivant le spin I_f du niveau final du noyau résiduel ^{22}Na sont très caractéristiques. En effet, il n'y a qu'une seule voie de spin (1^+) dans les voies d'entrée et une seule voie de spin (I_f) dans les voies de sortie.

La figure 45 montre le bon accord entre les abondances relatives moyennes expérimentales et les abondances calculées, ainsi qu'entre les formes des distributions angulaires expérimentales moyennes prises entre 4,50 et 6 MeV et celles calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH pour le milieu de cet intervalle. Ceci a été fait pour les groupes α_{1+2} , α_3 et α_4 avec les hypothèses suivantes pour I_f .

1^+ et 0^+ pour le niveau atteint par le groupe α_{1+2} , ces spins étaient déjà parfaitement identifiés.

4^+ pour le troisième niveau excité atteint par le groupe α_3 . L'analyse de la distribution angulaire de stripping de la réaction $^{23}\text{Na}(d, t)^{22}\text{Na}$ a montré que le spin de ce niveau était nécessairement ≤ 4 [44].

5^+ pour le quatrième niveau excité atteint par le groupe α_4 en bon accord avec E. RIVET et al [38].

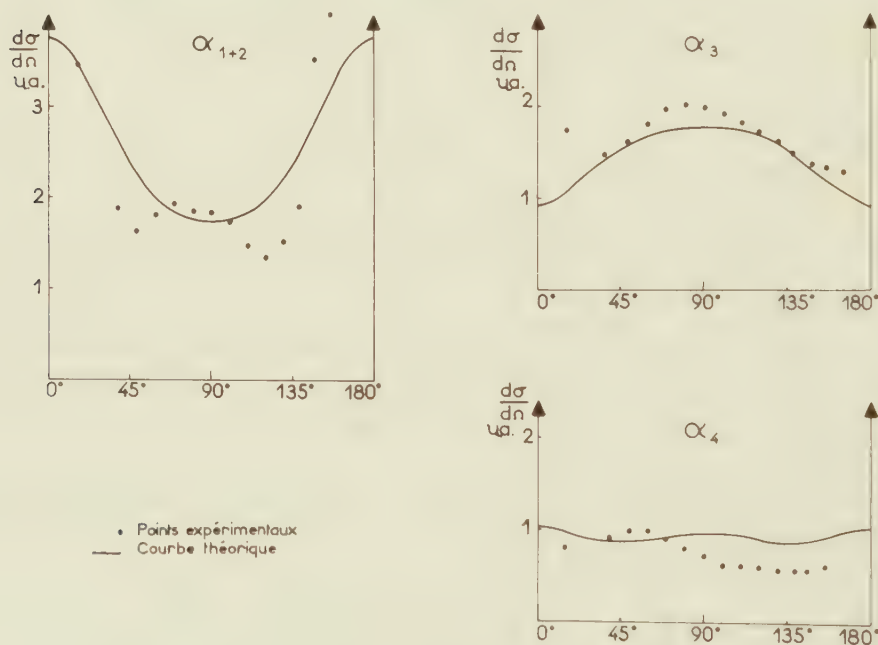


Figure 45 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Distribution angulaire moyenne des groupes α_{1+2} , α_3 et α_4 , dans l'intervalle 4,50 - 6 MeV.

La figure 46 présente pour le groupe α_3 une série de distributions angulaires calculées avec la formule de HAUSER-FESHBACH pour différentes hypothèses de spin pour le niveau final. On voit que seule la distribution angulaire correspondant au spin 4^+ montre un assez bon accord avec la distribution angulaire expérimentale moyenne. Néanmoins nous devons noter une certaine différence entre elles au voisinage de 90° . Cela tient au fait que dans notre intervalle d'analyse, entre 4,5 et 6 MeV, se trouve la très large résonance à 4,86 MeV dont la distribution angulaire présente un maximum très marqué à 90° , on voit d'ailleurs (figure 43) que nous avons un très bon accord en forme entre la distribution angulaire expérimentale moyenne prise à 5,94 MeV en dehors de la résonance et celle calculée par la formule de HAUSER-FESHBACH.

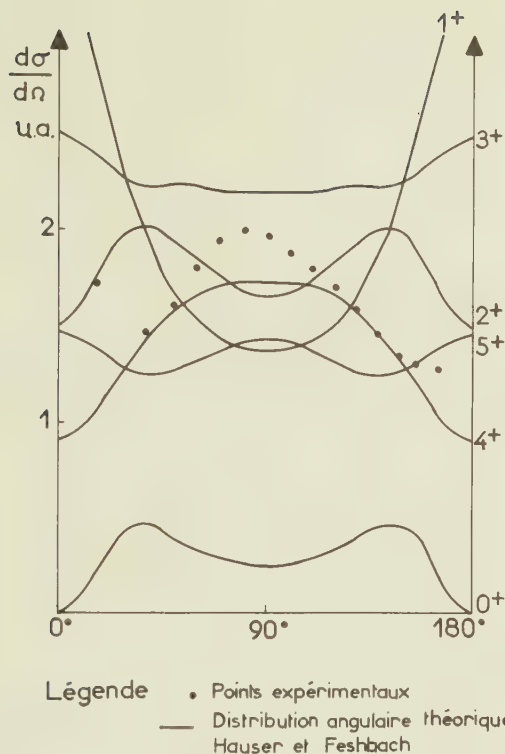


Figure 46 : $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$. Distribution angulaire moyenne expérimentale de α_3 , dans l'intervalle de 4,50 à 6 MeV, et distributions angulaires calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH pour diverses hypothèses de spin de ce niveau.

Nous avons pu obtenir, pour l'intervalle compris entre 7 et 9 MeV d'énergie de deutons incidents, les distributions angulaires moyennes des groupes α_{1+2} , α_3 et α_4 . L'accord avec les distributions angulaires calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH est beaucoup moins bon qu'entre 4,5 et 6 MeV. La distribution angulaire du groupe α_4 aboutissant au niveau de spin 5^+ , pour lequel E. RIVET et al [38] ont montré que la configuration $(1d_{5/2})^2$ prédominait, fait apparaître une contribution due sans doute à un mécanisme de double "pick-up".

R. JAHR et al [41] ont étudié la même réaction avec des deutons de 11,40 MeV et 12,1 MeV et étaient déjà parvenus à des conclusions similaires aux nôtres pour le comportement général des distributions angulaires. La distribution angulaire du groupe α_0 ne variant pas en forme d'une énergie à l'autre montre nettement la présence d'interaction directe. Il en est un peu de même pour les autres groupes mais moins nettement et contrairement à la distribution angulaire de α_0 celles des autres groupes varient fortement avec l'énergie. Ils interprètent cela comme la manifestation du phénomène de fluctuations statistiques, ce qui est parfaitement compatible avec toute notre analyse.

En conclusion, utilisant les propriétés des sections efficaces statistiques à basse énergie, nous retrouvons bien le spin 1^+ pour le premier niveau excité, nous confirmons le spin 5^+ pour le quatrième et nous attribuons le spin 4^+ au troisième niveau excité.

F - Interprétation des spins des niveaux de ^{22}Na .

^{22}Na est un noyau impair-impair encore très mal connu du point de vue spectroscopique. J. PICARD et A.G. DE PINHO [42] pensent que l'on peut le considérer comme constitué par un coeur de ^{20}Ne et un proton et un neutron situés sur des orbites déformées et font alors un calcul classique de modèle rotationnel, ce qui est en fait très sujet à caution.

Des calculs Hartree-Fock self-consistants, menés par G. RIPKA, sont en cours au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay pour déterminer les états intrinsèques qui engendrent les bandes de rotation de ^{22}Na considéré comme formé d'un coeur ^{16}O pris comme état du vide et de six nucléons. On applique ensuite une méthode de projection pour déterminer la position exacte des niveaux de spins J, l'état intrinsèque n'ayant pas un bon moment cinétique J.

L'énergie d'un tel niveau peut s'écrire :

$$E_J = \frac{\langle \Phi | HP^J | \Phi \rangle}{\langle \Phi | P^J | \Phi \rangle}$$

où

$|\Phi\rangle$ est l'état intrinsèque Hartree-Fock,

P^J est l'opérateur de projection sur le sous-espace des états ayant J comme bon nombre quantique,

H est l'hamiltonien total du système [43].

Dans $^{22}_{11}\text{Na}_{11}$ un proton et un neutron occupent des orbites du champ déformé de ^{20}Ne obtenu par un calcul Hartree-Fock. Ces orbites sont assez dégénérées pour qu'il soit nécessaire de diagonaliser l'hamiltonien entre les diverses configurations de même K. Par exemple, l'état $K = 0^+$ a trois configurations :

$$\begin{aligned}(k_p = 1/2^+ \uparrow, \quad k_n = 1/2^+ \downarrow)K = 0 \\(k_p = 3/2^+ \uparrow, \quad k_n = 3/2^+ \downarrow)K = 0 \\(k_p = 5/2^+ \uparrow, \quad k_n = 5/2^+ \downarrow)K = 0\end{aligned}$$

Les calculs préliminaires indiquent :

pour le niveau fondamental $J = 3^+$

$K = 3^+$ et $T = 0$ ($k_p = 3/2^+ \uparrow, k_n = 3/2^+ \downarrow$) pour composante principale

pour le premier niveau excité $J = 1^+$ à 0,593 MeV

$K = 1^+$ et $T = 0$ ($k_p = 1/2^+ \uparrow, k_n = 1/2^+ \downarrow$) pour composante principale

pour le deuxième niveau excité $J = 0^+$ à 0,660 MeV

$K = 0^+$ et $T = 1$ ($k_p = 3/2^+ \uparrow, k_n = 3/2^+ \downarrow$) pour composante principale

Nous tenons à signaler que ce résultat n'est pas banal étant donné que l'état intrinsèque $K = 0$ ($k_p = 3/2^+ \uparrow, k_n = 3/2^+ \downarrow$) engendre deux bandes de rotation :

$$\begin{aligned}J = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots & \quad T = 1 \\J = 1^+, 3^+, 5^+ \dots & \quad T = 0\end{aligned}$$

La méthode de projection a montré en fait que cet autre état 1^+ était situé environ 1 MeV au-dessus de l'état 0^+ situé à 0,660 MeV du fondamental.

pour le troisième niveau excité $J = 4^+$ à 0,890 MeV

Nous avons soit un état intrinsèque de composante principale : ($k_p = 3/2^+ \uparrow, k_n = 5/2^+ \uparrow$) couplé à $K = 4^+$ et $T = 0$, soit le premier état de rotation de la bande $K = 3^+$ du niveau fondamental.

pour le quatrième niveau excité $J = 5^+$ à 1,530 MeV

Nous avons soit un état intrinsèque de composante principale : ($k_p = 5/2^+ \uparrow, k_n = 5/2^+ \uparrow$) couplé à $K = 5^+$ et $T = 0$, soit le deuxième niveau excité de la bande de rotation $K = 3^+$ du niveau fondamental.

G - Interprétation des résonances larges observées

Nous n'avons observé une modulation de la section efficace que pour le groupe α_3 et nous n'avons pu extraire la distribution angulaire moyenne que pour la première structure intermédiaire à 4,86 MeV (n'ayant que des distributions angulaires incomplètes pour les autres).

Nous nous sommes d'abord assurés que nous n'observons pas l'état $T = 2$ analogue d'un niveau du noyau $^{26}_{11}\text{Na}_{15}$. En fait l'énergie d'excitation de la résonance observée dans $^{26}_{13}\text{Al}_{13}$ est à 2 MeV au-dessus de la position calculée pour l'état analogue $T = 2$ de l'état fondamental de ^{26}Na .

De plus, la possibilité de formation d'états $T = 2$ dans le noyau composé n'est pas évidente, a priori, dans le cas de la réaction $^{24}\text{Mg}(\alpha_1^1 d, \alpha_2^1)_{11}^{22}\text{Na}$ où l'isospin de la voie d'entrée est $T = 0$, étant donné la règle de conservation du spin isotopique. On sait néanmoins que les états $T = 1$ (interdits) sont atteints dans cette réaction [39]. Par contre, il serait un peu étonnant que cet état analogue ne se manifeste que dans une seule voie de sortie.

Enfin nous devons signaler que nous observons la structure intermédiaire dans la région d'énergie d'excitation du noyau composé ^{26}Al correspondant à la résonance géante qui possède une structure compliquée, puisque nous avons affaire à des noyaux déformés [45].

Si maintenant nous admettons que cette résonance est un état intermédiaire c'est-à-dire une configuration relativement simple : particules-trous couplées au continu, il est alors très possible que nous ne puissions observer cette résonance large que dans certaines voies de sortie. En effet, l'observation des états intermédiaires est, par hypothèse, fortement liée à la valeur du couplage avec les voies de sortie. Comme nous n'avons observé nettement la structure intermédiaire que pour les particules alpha aboutissant au troisième niveau excité, de spin 4^+ , nous devons donc admettre que ce niveau doit avoir une fonction d'onde différente de celle des autres niveaux. Cela n'est nullement contradictoire avec les résultats spectroscopiques préliminaires obtenus par G. RIPKA.

Il faut cependant signaler que nous avons également des indications de structure dans les voies α_{1+2} et α_4 . L'interprétation en est néanmoins plus difficile car les largeurs apparentes sont plus faibles et le phénomène moins net. Remarquons que l'importance même du couplage aux voies de sortie ne rend pas invraisemblable des caractéristiques différentes pour les résonances intermédiaires observées dans des voies de sortie différentes.

Soulignons enfin que nous nous sommes limités à l'analyse quantitative de la résonance intermédiaire observée pour α_3 parce que dans ce cas la structure intermédiaire, nettement plus large que la largeur de cohérence statistique, apparaissait clairement sur les courbes moyennes. Lorsque la largeur de la structure intermédiaire est trop proche de la largeur de cohérence, l'interprétation devient sujette à caution dans la mesure où la position du "door-way" n'est pas prédéterminée. C'est le cas des fonctions d'excitation du groupe α_1 . Cependant si on regarde les distributions angulaires du groupe α_1 (figure 33) à la lumière des résultats du groupe α_3 le même type de structure semble présent.

H - Conclusion

Nous avons montré dans l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$ que si les sections efficaces expérimentales moyennes suivaient grossièrement les sections efficaces du modèle statistique calculées par la formule de HAUSER-FESHBACH et présentaient un phénomène de fluctuations statistiques, on observait, sur le groupe de particules alpha aboutissant au troisième niveau excité de ^{22}Na de spin 4^+ , une modulation de la section efficace. Nous avons pu extraire la distribution angulaire moyenne de la structure intermédiaire en employant une technique d'analyse en tous points similaire à celle utilisée pour effectuer la séparation de la section efficace directe de stripping de la section efficace statistique lors de l'étude des réactions $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$. La distribution angulaire obtenue, symétrique par rapport à 90° , est l'indication que nous avons affaire à un état de spin et de parité bien déterminés. La séparation que nous avons faite laisse supposer, par principe, qu'il n'y a pas d'interférence pour les valeurs moyennes des sections efficaces entre le processus "door-way" et le mécanisme statistique, hypothèse de travail sans doute raisonnable.

L'analyse des distributions angulaires moyennes tant en formes qu'en intensité relative a permis d'attribuer respectivement les spins 4^+ et 5^+ au troisième et quatrième niveaux excités de ^{22}Na .

Il a été rendu compte partiellement de ce travail à l'école d'été d'HERCEG-NOVI (Yougoslavie) en 1963 [46], au Congrès International de Physique Nucléaire de Paris en 1964 [47] et au Colloque sur les Noyaux Légers organisé par la Société Française de Physique à Lyon en janvier 1966 [48].

CONCLUSION

Ces dernières années l'étude des mécanismes de réaction à basse énergie a surtout été dominée par la mise en évidence des fluctuations du modèle statistique. L'expérience acquise dans l'étude des fluctuations statistiques de sections efficaces de réactions nous a permis d'obtenir des résultats concernant la séparation des mécanismes de réaction.

Rappelons que cette possibilité de séparation est basée sur l'hypothèse que l'on peut écrire l'amplitude de réaction comme une somme de deux termes : une amplitude "directe" variant lentement avec l'énergie, et une amplitude fluctuante variant rapidement avec l'énergie. La distribution au hasard des phases de l'amplitude fluctuante conduit, en valeur moyenne, à l'absence de terme d'interférence entre les deux amplitudes. D'où la relation :

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_{\text{direct}} + \langle \sigma_{\text{fluctuant}} \rangle$$

Nous avons donc essayé d'apporter une évidence expérimentale à cette possibilité de séparation ; c'est dans ce but que nous avons étudié les réactions $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ à basse énergie. Dans ces deux réactions les sections efficaces présentent de rapides variations en fonction de l'énergie que nous avons pu identifier comme étant les fluctuations du modèle statistique.

L'allure moyenne générale des fonctions d'excitation variant considérablement sur le domaine d'énergie des mesures effectuées, nous avons dû, avant de pouvoir séparer les sections efficaces "directes" de la section efficace moyenne statistique, définir les sections efficaces moyennes avec précision.

La méthode d'analyse utilisée nous a permis, dans le cas des réactions $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$ et $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$, de tester avec succès la validité de cette séparation des sections efficaces. Nous avons pu effectuer cette séparation sur les distributions angulaires moyennes et sur les fonctions d'excitation des sections efficaces intégrées.

Nous devons maintenant insister sur quelques conséquences annexes des résultats obtenus précédemment. Nous avons vu qu'à basse énergie la contribution du mécanisme statistique est très importante. Elle explique parfaitement le nivellement des minimums très profonds que donne le calcul de la section efficace de stripping avec le formalisme de la D.W.B.A. On ne peut donc prétendre faire une analyse correcte de sections efficaces (d, p) sans avoir auparavant évalué soigneusement la contribution statistique au mécanisme de la réaction. De plus l'existence des fluctuations statistiques montre qu'il faut travailler sur les valeurs moyennes des sections efficaces et des distributions angulaires.

Nous ne devons pas oublier non plus qu'il est étonnant a priori que nous ayons obtenu une si bonne évaluation de la section efficace statistique en employant aussi brutalement la formule de HAUSER-FESHBACH qui suppose en effet que la contribution non résonnante à l'amplitude de réaction est strictement nulle. Il est aussi étonnant que, à aussi basse énergie et avec des noyaux aussi déformés que ^{27}Al et ^{24}Mg , les calculs de sections efficaces de stripping, avec un formalisme D.W.B.A., prédisent aussi correctement la forme des distributions angulaires.

L'ensemble des résultats obtenus dans le présent travail pour les expériences (d, p) montre que l'on peut avoir suffisamment confiance dans la méthode d'analyse des sections efficaces que nous avons employée pour pouvoir l'utiliser dans des cas plus compliqués où la section efficace "directe" n'est pas encore calculable, comme c'est le cas actuellement pour les structures intermédiaires.

La possibilité de mise en évidence de structure intermédiaire fut beaucoup controversée au Congrès International de Physique Nucléaire de Paris (1964).

Une résonance intermédiaire doit apparaître comme une résonance large, due à une excitation préférentielle de configurations particulièrement simple d'un modèle des couches couplées au continu. Cet état intermédiaire fut dénommé "door-way-state" par FESHBACH qui, le premier, attira l'attention sur la possibilité de leur existence. Cette structure intermédiaire devrait émerger de la multitude des états compliqués du noyau composé qui, à énergie d'excitation élevée, se recouvrent pour donner lieu à des fluctuations statistiques caractérisées par leur écart quadratique moyen et leur largeur de cohérence tant en énergie qu'en angle. Nous voyons donc comment ce problème est lié au précédent par le biais de la définition des sections efficaces moyennes et de la séparation des mécanismes de réaction.

Dans l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$, faite entre 4,5 et 9 MeV, nous avons pu identifier correctement le phénomène de fluctuations statistiques et pour l'un des groupes alpha, celui aboutissant au troisième niveau de spin 4^+ de ^{22}Na , nous avons mis en évidence, très nettement, une modulation de la section efficace. En employant la même technique d'analyse que celle utilisée dans les expériences sur les réactions (d, p), nous avons pu extraire la distribution angulaire moyenne au sommet de la résonance large.

Cette distribution angulaire moyenne symétrique par rapport à 90° montre que l'état intermédiaire ne doit sans doute pas interférer en moyenne avec les autres états du noyau composé.

En outre, dans l'étude de cette réaction (d, α) nous avons pu, en analysant la forme des distributions angulaires moyennes et en comparant leurs intensités relatives, faire une attribution de spin.

Nous pouvons donc conclure en disant que l'étude des fluctuations statistiques a permis de dégager un outil très précieux que nous avons utilisé dans le présent travail pour définir avec précision les sections efficaces moyennes par rapport auxquelles se distribuent les fluctuations statistiques. Ceci permet ensuite le cas échéant d'effectuer la séparation des sections efficaces moyennes en deux termes, ce qui suppose implicitement remplie la condition qui veut qu'en moyenne les deux processus de réaction n'interfèrent pas.

Nous avons d'abord traité avec succès le cas où le mécanisme d'interaction directe est bien connu (réaction de stripping), puis, en étudiant la réaction $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$, nous avons mis en évidence, dans le noyau composé ^{26}Al , une structure intermédiaire spécifique de la voie d'entrée et de la voie de sortie.

RÉFÉRENCES

- [1] C. BLOCH - Nucl. Phys., 4 (1957) 503.
- [2] A.M. LANE et R.G. THOMAS - Rev. Mod. Phys., 30, Part 1, (1958), 257.
- [3] H. FESHBACH - Ann. Phys. (N.Y.), 5 (1958) 357.
- [4] C. BLOCH et al. - Phys. Letters, 16 (1965) 62.
- [5] V. GILLET et al. - Phys. Letters, 18 (1965) 58.
- [6] T. ERICSON - Ann. Phys. (N.Y.), 23 (1963) 390.
- [7] V.F. WEISSKOPF - Phys. Today, 14 (1961) n° 7, 18.
- [8] A.G.W. CAMERON - Can. J. Phys., 36 (1958) 1040.
- [9] T.D. NEWTON - Can. J. Phys., 34 (1956) 804.
- [10] L.C. BIEDENHARN - Rev. Mod. Phys., 24 (1952) 249.
- [11] L. PAPINEAU - Thèse, Université de Paris (1965).
- [12] R.O. STEFEN - Rapport du Clarendon Laboratory, Oxford (1963).
- [13] D.M. BRINK et al. - Rapport du Clarendon Laboratory Oxford (1963).
- [14] L. COLLI et al. - Phys. Letters, 2 (1962) 12.
- [15] G. ANDERSON et al. - Phys. Letters, 5 (1963) 71.
- [16] M. CORTI et al. - Nucl. Phys., 77 (1966) 625.
- [17] E. GADIOLI et al. - Phys. Letters, 11 (1964) 130.
- [18] O. HAUSER et al. - Phys. Letters, 12 (1964) 226.
- [19] B.N. ALLARDYCE et al. - Rapport Max Planck Institute für Kernphysik 1965/V/18.
- [20] P.P. SINGH et al. - Nucl. Phys. 65 (1965) 577.
- [21] K.L. WARSH - Nucl. Phys., 44 (1963) 329.
- [22] G.P. LAWRENCE - Nucl. Phys., 65 (1965) 275.
- [23] M.A. MELKANOFF et al. - UCLA Publications in automatics Computation, n° 1 (1961).
- [24] G.S. MANI et al. - Rapports C.E.A. 2379 et 2380 (1963).
- [25] G. PAPPALARDO - Phys. Letters, 13 (1964) 320.
- [26] BOHNING - Communication privée.
- [27] Nuclear data sheets.
- [28] A. BOHR et MOTTELSON - Nuclear Spectroscopy, Part. B, 1 009 (1960).
- [29] I. KELSON et C.A. LEVINSON - Phys. Rev, 134 B, (1964) 269.
- [30] B. BUCK et P.E. HODGSON - Nucl. Phys., 29 (1962) 496.
- [31] R. MIDDLETON - Nucl. Phys., 34 (1962) 404.
- [32] G. BRUGE et al. - J. Phys. (1966).

- [33] I. HALL - Phys. Letters, 10 (1964) 199.
- [34] G.M. TEMMER et al. - Phys. Rev. 111 (1958) 1303.
- [35] G.R. SATCHLER - Distorted wave calculation and spectroscopic factor. Nuclear spectroscopy with direct reactions, II - Proceedings Chicago Mars 1964, A.N.L. 6878.
- [36] N. AUSTERN et al. - Phys. Rev. 133, B3, (1964).
- [37] F.G. PEREY - Proceedings of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padua, Italy, September 3-8, 1962, (Gordon and Breach, Science Publishees, New-York), p. 125.
- [38] E. RIVET - Phys. Rev., 141 (1966) 1021.
- [39] C.P. BROWNE - Nucl. Phys., 12 (1959) 662.
- [40] N. MAC DONALD - Nucl. Phys., 33 (1962) 110 et ref. (11).
- [41] R. JAHR et al. - Congrès Intern. Phys. Nucl., Paris 1964 Vol II.
- [42] J. PICARD et A.G. DE PINHO - Nuovo Cim., 41, (1966) 239.
I. KELSON - Phys. Rev., 134 (1964) B 267.
- [43] G. RIPKA - cours donné au "Summer Institute of Theoretical Physics", University of Colorado, Boulder (U.S.A.) Juillet 1964.
- [44] W.F. VOGELSANG - Phys. Rev., 109 (1958) 1663.
- [45] S.G. NILSSON et al. - Nucl. Phys. 33 (1962) 234.
H.E. GOVE - Nucl. Phys, 49 (1963) 279.
J.E.E. BAGLIN et al. - Nucl. Phys., 22 (1961) 216.
- [46] L. PAPINEAU - Séminaires à la 9ème école de Physique Nucléaire, Herceg-nori, Yougoslavie (août 1964).
- [47] B. ADAM et al. - Congrès Intern. Phys. Nucl., Paris 1964, Vol. II, p. 746.
- [48] G. BASSANI et al. - Colloque Société Française de Physique, Lyon 1966 J. Phys. (à paraître) .
- [49] A. GALLMANN et al. - Nucl. Phys. (à paraître).

Manuscrit reçu le 26 Juillet 1966

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"INTERACTIONS NUCLEAIRES DES MESONS π AVEC LES NOYAUX COMPLEXES".

Vu et approuvé :

Paris, le 30 juin 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Ouvrages scientifiques

TYPO - OFFSET

GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 212

1967

